PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 18 — 15. September 1930 — 31. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 20 am 1. Oktober 1930.

INHALT:

Vorträge von der 11. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 15. und 16. Juni 1930 in Halle a. S.

A. Smekal, Feldstärkenabhängigkeit von Gegenspannungen und wahrem Leitvermögen in Ionenkristallen. S. 809.

S. Mizushima und H. Sack, Hochfrequenzleitfähigkeit starker Elektrolyte in wässerigen Zuckerlösungen. S. 811.

H. Müller und H. Sack, Elektrische Momente einiger Moleküle. S. 815.

B. Brendel, Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit. S. 822.

G. Hoffmann u. W. S. Pforte, Über eine vereinfachte Form des Duantenelektrometers (mit Demonstration). S. 822.

H. Senftleben u. O. Riechemeier, Zur Frage der Dreierstöße bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen. S. 822.

H. Senftleben, Einfluß eines Magnetfeldes auf das Wärmeleitvermögen von paramagnetischen Gasen. S. 822.

W. Kohl, Über die Beeinflussung der Kathodenstrahlreflexion an *Al* und *Pt* durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht und die dabei auftretenden positiven und negativen Zusatzströme. S. 822.

G. Schmerwitz, Über Prinzip und Messungen bei einer weitgehenden Empfindlichkeitssteigerung der Hebelwaage. S. 823.

R. Suhrmann und F. Breyer, Vorlesungsversuch zur Demonstration der Wirkung einer monoatomaren Natriumschicht auf die Glühelektronenemission eines Wolframdrahtes. S. 823.

E. F. Richter, Lebensdauermessungen am sichtbaren Quecksilbertriplett $2^3S_1 - 2^3P_{012}$. S. 824.

Originalmitteilungen:

G. v. Békésy, Zur Theorie des Hörens. Über das Richtungshören bei einer Zeitdifferenz oder Lautstärkenungleichheit der beiderseitigen Schalleinwirkungen. (Mitteilung aus dem k. ung. Telegraphentechnischen Versuchsamt, Budapest.) S. 824.

E. Frankenberger, Über die Koagulation von Wolken und Nebel. S. 835.

Tagesereignisse. S. 840.

Angebote. S. 840.

Gesuche. S. 840.

VORTRÄGE VON DER 11. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN–SACHSEN–SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 15. UND 16. JUNI 1930 IN HALLE A./S.

Adolf Smekal (Halle a. S.), Feldstärkenabhängigkeit von Gegenspannungen und wahrem Leitvermögen in Ionenkristallen. (Nach Versuchen von O. Beran und F. Quittner[1]).

Das Anlegen einer Gleichspannung V an einen festen Ionenleiter bewirkt im Gebiete niedriger Temperaturen, bzw. geringer Leitvermögen ($< 10^{-7}$ bis $10^{-9}\ \Omega^{-1} \cdot cm^{-3}$) einen Strom, dessen Stärke bekanntlich mit der Zeit absinkt und sich bei genügend reinen Stoffen einem konstanten Dauerwert I_d annähert. Diese Stromabnahme wird durch die Ausbildung einer inneren Gegenspannung mit dem Sättigungswerte P_d bedingt. Nach Abschalten von V erzeugt die Gegenspannung einen Rückstrom, der den Charakter eines gewöhnlichen Leitungsstromes besitzt und mit der Gegenspannung zugleich abklingt. Durch die Größen V, I_d und P_d sind bestimmt: a) das „Dauerleitvermögen" $k_d = I_d/V$; b) das „wahre Leitvermögen im Dauerzustande" $k_w = I_d/(V - P_d)$. Inwieweit k_w den Kristall auch vor Eintritt des Dauerzustandes kennzeichnet, insbesondere während des Einschaltvorganges, kann für das Folgende unerörtert bleiben.

Die Erfahrung zeigt, daß das Ohmsche Gesetz für den Dauerzustand nicht gilt; das Dauerleitvermögen k_d steigt mit zunehmender Feldstärke $\mathfrak{E}$ an und gehorcht bei hohen Feldstärken ($\geqq$ 50000 bis 100000 V/cm) der Pooleschen Formel $k_d = a \cdot e^{b\mathfrak{E}}$, so daß keinerlei Anzeichen für das Bestehen eines Sättigungswertes von k_d vorhanden sind. Wenn das wahre Leitvermögen k_w von der Feldstärke unabhängig wäre (Joffé), dann müßte anderseits ein derartiger Sättigungs-

[1]) Die ausführliche Mitteilung dieser Versuche erfolgt in der Zeitschr. f. Phys.; sie wurden im I. Physikalischen Institute der Universität Wien durchgeführt.

wert von k_d vorhanden und mit k_w identisch sein (Schiller). Sinjelnikoff und Walther glaubten durch Messung der Gegenspannung bei Glas und Glimmer gezeigt zu haben, daß k_w von der Feldstärke unabhängig ist; ihre Angaben wurden jedoch von Schiller, Ussataja und Hochberg, sowie Güllner widerlegt.

Die Unabhängigkeit des wahren Leitvermögens k_w von der Feldstärke folgt für den Einkristall aus der Annahme, daß die Leitungsionen vom ideal regelmäßigen Kristallgitterbau herrühren; ein Anstieg des wahren Leitvermögens mit der Feldstärke wäre auf Grund eines reinen Gittermechanismus der Ionenleitung unverständlich[1]). Anderseits ist der Anstieg des Dauerleitvermögens mit der Feldstärke gerade in solchen Temperaturgebieten beobachtet, in denen k_d durch Verunreinigung, Temperung, Kornverfeinerung und plastische Verformung des Kristallmaterials sehr erheblich beeinflußt wird. Das Bestehen einer Feldstärkenabhängigkeit des wahren Leitvermögens k_w konnte daher — wenn überhaupt — gerade in diesem Gebiete erwartet werden und Schlüsse auf den Mechanismus der Ionenleitfähigkeit daselbst ermöglichen.

Die Versuche wurden hauptsächlich an natürlichen und synthetischen Steinsalzkristallen angestellt, deren Reinheitsgrad für das Eintreten gut reproduzierbarer Dauerzustände im elektrischen Felde ausreichend ist. Dies und die Gültigkeit der Pooleschen Feldstärkenzunahme von k_d wurde von Quittner bereits früher festgestellt[2]). Zur Bestimmung des wahren Leitvermögens k_w bei hohen Feldstärken ist eine exakte Messung der Gegenspannungen P_d erforderlich. Ihre Ermittlung aus der Messung von Rückströmen ist unzulässig, weil damit notwendigerweise ein Abbau von P_d verbunden wäre. Das Verfahren von Joffé, die Gegenspannung durch Vorladung eines Elektrometers auf die Höhe von P_d zu kompensieren, ist bei hohen Spannungen nicht anwendbar. Die von Herrn Dr. Quittner ausgearbeitete neue Methode besteht darin, die am Kristall anliegende Spannung V auf den niedrigeren Wert V' herabzusetzen und so lange zu verändern, bis die Gegenspannung P_d durch V' gerade kompensiert ist, daran erkennbar, daß ein mit dem Kristall verbundenes ungeladenes Fadenelektrometer keinen Ausschlag gibt. Die Enterdung der Verbindung mit dem Elektrometer darf erst erfolgen, wenn die Entladung des Kristallkondensators abgeklungen ist, was unter den Versuchsbedingungen meiner Mitarbeiter Beran und Quittner nach etwa 10^{-5} sec der Fall war. Obgleich durch das benützte Verfahren von vornherein ein langsames Abklingen der Gegenspannung gesichert war, bedurfte es doch der Feststellung, wie groß die mögliche Änderung von P_d während des Meßvorganges ist. Hierzu wurde zunächst die ursprüngliche Zeitdauer von $4 \cdot 10^{-5}$ sec zwischen dem Herabsetzen der Spannung V und der Enterdung der Verbindung zwischen Elektrometer und Kristall mittels eines Helmholtz-Pendels meßbar vergrößert. Es ergab sich, daß der gemessene Wert von P_d z. B. bei 116,6° C bis zu einer Zeitdifferenz von etwa $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ sec konstant bleibt und auch nach $6 \cdot 10^{-3}$ sec erst um ca. 5 Proz. abnimmt. Das Auftreten einer sehr schnellen Änderung von P_d innerhalb kürzerer Zeiten als $4 \cdot 10^{-5}$ sec ist danach sehr unwahrscheinlich. Um auch hierüber ein Urteil zu gewinnen, kann man P_d zunächst bei der Zeitdifferenz $4 \cdot 10^{-5}$ sec bestimmen, hierauf $V' = P_d$ beibehalten und die Zeitdifferenz herabsetzen. Unterhalb 10^{-5} sec erhält man so einen von dieser Zeitspanne abhängigen Teil der Kondensatorladung auf das Elektrometer; die Elektrometerausschläge sind mit der Entladungskurve des Kondensators identisch, wenn P_d während der Messung unverändert bleibt, andernfalls müßte ein steilerer Abfall vorhanden sein. Die Versuche ergaben, daß letzteres nicht zutraf, so daß die Konstanz der Gegenspannung P_d von $1 \cdot 10^{-6}$ sec an nach dem Herabsetzen von V sichergestellt erscheint und damit wohl auch für noch kürzere Zeiten unbedenklich anzunehmen ist. Das geschilderte Verfahren erlaubt

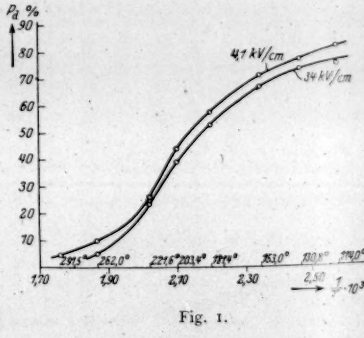


Fig. 1.

die Bestimmung der Gegenspannungen an Steinsalz zwischen 100 und 200° C bei beliebigen Feldstärken mit einer Sicherheit von 2 bis 3 Proz.

Die mit dieser Anordnung von den Herren Beran und Quittner gemessenen Gegenspannungen erstrecken sich bisher bis zu Feldstärken

1) A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **45**, 869, 1927, § 3.
2) F. Quittner, Zeitschr. f. Phys. **56**, 597, 1929.

von 34000 V/cm, der Poolesche Feldstärkenanstieg des Dauerleitvermögens wurde bis 300000 V/cm überprüft und sichergestellt. Bei KCl herrschen die gleichen Verhältnisse wie bei $NaCl$. Die Gegenspannungen P_d in Prozenten von V eines natürlichen $NaCl$-Kristalles sind in Fig. 1 in Abhängigkeit von der Temperatur für zwei von den untersuchten Feldstärken wiedergegeben. Die daraus ermittelten wahren Leitvermögen zeigt Fig. 2 für verschiedene Temperaturen in

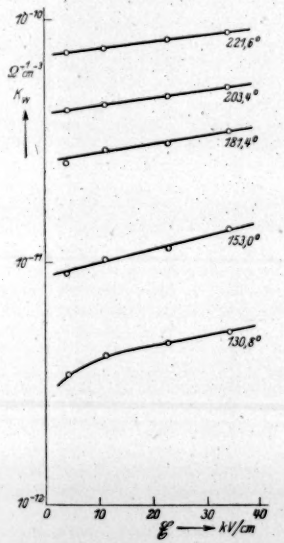


Fig. 2.

Abhängigkeit von der Feldstärke. Bei allen bisher geprüften Kristallen und Temperaturen zeigt sich ein weit außerhalb der Fehlergrenzen befindlicher monotoner Anstieg des wahren Leitvermögens mit der Feldstärke. Nach Fig. 2 dürfte das Poolesche Exponentialgesetz bei höheren Feldstärken auch für das wahre Leitvermögen k_w gültig sein; bei allen Feldstärken ergibt sich ferner für die Temperaturabhängigkeit des wahren Leitvermögens das Van't Hoffsche Exponentialgesetz $k_w = A_w \cdot e^{-B_w/T}$ wie beim Dauerleitvermögen: $k_d = A_d \cdot e^{-B_d/T}$ [1]), wobei $B_w < B_d$. Die Temperatur- und Feldstärkenabhängigkeit des wahren Leitvermögens stimmt daher qualitativ mit jener des Dauerleitvermögens überein, die Unterschiede sind nur quantitativer Art. Auch der Einfluß von Temperung und plastischer Verformung des Kristallmaterials auf das wahre Leitvermögen ist nach besonderen Messungen von Quittner von der gleichen Art wie beim Dauerleitvermögen.

Die Annahme, daß für das wahre Leitvermögen der Kristalle im Dauerzustand allgemein das Ohmsche Gesetz erfüllt sei (Joffé), ist demnach experimentell widerlegt. Der gefundene Anstieg des wahren Leitvermögens mit der Feldstärke bleibt vom Standpunkt des idealen Kristallgitters aus unverständlich. Die Messungen lassen den Schluß zu, daß die Ausbildung von Gegenspannungen oberhalb von etwa 350° C bei Steinsalz nicht mehr stattfinden dürfte; eine meßbare Feldstärkenabhängigkeit des wahren Leitvermögens ist bei Steinsalz gleichfalls auf jenes Temperaturgebiet ($< 450°$ C) beschränkt, in dem seine Leitfähigkeit wegen ihrer Beeinflußbarkeit durch Verunreinigung, Temperung, Kornverfeinerung und plastischer Deformation wesentlich vom Realbau der Kristalle abhängig ist.)

Die Durchführung der vorliegenden Untersuchungen ist von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in vielfacher Hinsicht gefördert worden, wofür auch hier der wärmste Dank ausgesprochen wird.

Halle (Saale), Institut für theoretische Physik.

1) Bei den vorliegenden Temperaturen kommt für k_d und k_w von der bekannten Leitfähigkeitsformel $k = A_I \cdot e^{-B_I/T} + A_{II} \cdot e^{-B_{II}/T}$ praktisch nur das erste Glied in Betracht.

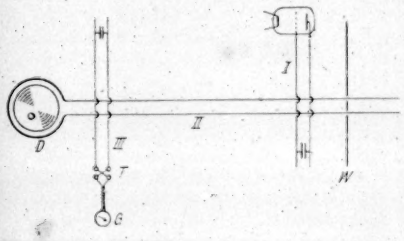
S. Mizushima u. H. Sack (Leipzig), Hochfrequenzleitfähigkeit starker Elektrolyte in wässerigen Zuckerlösungen.

In der vorliegenden Arbeit soll über einige Messungen der Leitfähigkeit von $MgSO_4$ in wässerigen Zuckerlösungen bei einer Frequenz von etwa $4 \cdot 10^8$ Hertz berichtet werden. Angeregt wurde diese Untersuchung durch Messungen an Kolloiden, die der eine von uns[1]) ausgeführt hatte. Bei diesen Kolloiden handelt es sich um sehr große geladene Teilchen. Um die sehr komplizierten Verhältnisse etwas zu klären, schien es von Interesse, vorerst einmal gewöhnliche Ionen, aber mit sehr großer Reibung, zu untersuchen. Zwei Wege stehen hier offen: entweder man vergrößert die Zähigkeit des Lösungsmittel oder man wählt möglichst große Ionen. Der erste Weg wurde beschritten, indem die Zähigkeit durch Zuckerzusätze vergrößert wurde, während die zweite Methode erst in Angriff genommen worden ist.

Die Frequenz wurde so hoch gewählt, weil dann größere Effekte zu erwarten sind. Als Me-

1) S. Mizushima and S. Nishifuku, Journ. Chem. Soc. Jap. **50**, 608, 1929.

thode schien uns die Zahnsche[1]) als die geeignetste, so, wie sie von Rieckhoff[2]) experimentell weitergeführt worden ist. Die Methode beruht bekanntlich darauf, daß ein Resonanzkreis in der zu untersuchenden Lösung Wirbelströme erzeugt. Die dadurch entstehende Dämpfung, die von der Leitfähigkeit abhängig ist, wird durch die Größe des Resonanzstromes gemessen. Die Figur gibt das Schaltschema, das gegenüber dem von Rieckhoff nur wenig geändert



ist. I ist der Erregerkreis, der aus einer Philips Z-Röhre in Barkhausen-Kurz-Schaltung mit abgestimmtem Lechersystem besteht. Die Wellenlänge betrug 78 cm. Dieser Kreis induziert auf den eigentlichen Resonanzkreis II. Dieser ist ein Parallel-Draht-System, das auf der einen Seite beweglich durch eine im Raume feststehende Wand (W) hindurchgeführt ist, während es am anderen Ende durch einen Drahtbügel (D) abgeschlossen ist. In dem Drahtbügel steht ein Glasgefäß mit der Lösung, in dem die Wirbelströme induziert werden. Die Abstimmung des Kreises II auf Resonanz geschieht durch Verschieben des ganzen Systems mit Hilfe einer Feinstellschraube, die von hinter der Wand bedient werden kann. Der Strom wird, zum Unterschiede von Rieckhoff, in einem abgestimmten dritten Paralleldrahtsystem III mit Thermokreuz (T) und Spiegelgalvanometer (G) gemessen. Wenn der Sender lange genug im Betrieb war und keine äußeren Störungen vorlagen, so waren Energie und Frequenz konstant genug, um eine Genauigkeit von 1—2 Proz. zu garantieren. Das Elektrolytgefäß war mittels dreier Spitzen ähnlich wie bei Rieckhoff genau reproduzierbar gelagert. Die Temperatur wurde stets vor und nach jeder Messung bestimmt und entsprach einer Raumtemperatur von etwa 20° C. Daß die Messungen bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt worden sind, stört nicht zu sehr, da bei den großen Effekten der relativ kleine Temperatureffekt keine große Rolle mehr spielen kann. Die Werte bei den verschiedenen Temperaturen weichen nur innerhalb der Meßfehler voneinander ab.

Auch bei unseren Messungen handelt es sich um Relativmessungen mit KCl als Vergleichssubstanz. Das Vorgehen war ganz analog dem bei Brendel und Sack[1]) oder Rieckhoff beschriebenen: Es wurde eine $MgSO_4$ Lösung bestimmter Konzentration im gleichen Gefäß mit KCl Lösungen verschiedener Konzentrationen verglichen, und die KCl-Konzentration festgestellt, die die gleiche Dämpfung, d. h. den gleichen Galvanometer-Ausschlag, ergab wie die $MgSO_4$-Lösung. Diese beiden Lösungen haben dann die gleiche Hochfrequenzleitfähigkeit. In einer Wheatstoneschen Brücke wurde darauf der Unterschied in der Niederfrequenzleitfähigkeit gemessen.

Die Hauptfehlerquelle liegt in der Inkonstanz des Senders. Die Energie wurde vor und nach jeder Messung kontrolliert, indem das Meßgefäß durch ein mit einer bestimmten, stets gleichbleibenden Flüssigkeit gefülltes Standardgefäß ersetzt wurde, und darauf geachtet wurde, daß immer wieder derselbe Ausschlag zustandekam. Auf die Reproduzierbarkeit der Ablesungen wurde stets geachtet; die in der Tabelle angegebenen Werte sind Mittelwerte von mehreren Messungen, von denen jede wieder aus vielen Ablesungen entsteht. Z. B. ist der Wert 14 (s. Tab.) für 0,02 $MgSO_4$ in reinem Wasser ein Mittelwert aus den an verschiedenen Tagen gefundenen Werten: 13, 14, 14.

Wesentlich ist ferner bei dieser Methode (wie auch bei allen anderen) die Frage, wie weit die Resonanzausschläge außer von der Leitfähigkeit auch von der Kapazität des Systemes, d. h. der Dielektrizitätskonstanten (DK) abhängig sind. Betrachtet man die Lösung als Zwischenmedium zwischen den Drähten, so hat bereits Zahn zeigen können, daß der Einfluß der DK nur ein geringer sein kann, da sich das Gefäß in einem Strombauch befindet. Rieckhoff zeigte dann experimentell, daß in der Tat bei Übergang von Luft zu destilliertem Wasser nur eine kleine Änderung im Resonanzausschlage resultierte. Doch ist diese Möglichkeit des Einflusses der DK nicht die einzige[2]). Wir haben das Gefäß als einen eigenen Stromkreis mit Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand aufzufassen, der mit dem Kreise II gekoppelt ist. Dann ist aber der Energieentzug aus dem Kreise II und damit die Dämpfung auch prinzipiell abhängig von der Kapa-

1) H. Zahn, Zeitschr. f. Phys. **51**, 350, 1928.
2) H. Rieckhoff, Ann. d. Phys. (5) **2**, 577, 1929.

1) B. Brendel und H. Sack, Physik. Zeitschr. **31**, 345, 1930.
2) Auf diesen Punkt machte uns freundlichst Herr Geheimrat Wien, Jena, aufmerksam, wofür wir ihm auch an dieser Stelle bestens danken möchten.

Tabelle.

$$\frac{\Lambda_c^\infty - \Lambda_c^0}{\Lambda_c^0} \cdot 100_{\text{gem.}}; \quad \left(\frac{\Lambda_c^\infty - \Lambda_c^0}{\Lambda_c^0} \cdot 100_{\text{ber.}}\right); \quad \left[\frac{\Lambda_\infty^0 - \Lambda_c^0}{\Lambda_c^0} \cdot 100_{\text{gem. Possner}}\right].$$

$MgSO_4$ Mol/l \ Zucker Proz.	0	20	30	40
0,005	10 (9); [44]	13 (12); [50]		
0,01	13 (11); [63]	19 (16); [72]	30 (22); [77]	
0,02	14 (14); [87]	19 (23); [98]	28 (37); [105]	
0,04	12 (19); [113]	22 (40); [127]	29 (102); [134]	40 (649); [142]

zität und damit von der DK der Lösung, und zwar kann dieser Einfluß verschieden sein bei verschiedener Leitfähigkeit. Es genügt daher nicht, nur bei einem Widerstande (im Falle von Rieckhoff ein sehr großer) verschiedene Substanzen einzufüllen und ihren Einfluß auf die Resonanzhöhe zu untersuchen. Wir ergänzten diese Kontrollversuche in der Art, daß wir leitende Wasser-Azeton-Gemische untersuchten. Wir stellten durch Lösen von KCl bei Niederfrequenz gleichleitende Lösungen her, von denen man wohl annehmen kann, daß sie auch bei Hochfrequenz innerhalb der Meßgenauigkeit gleich sein werden. Die DK wurde variiert zwischen 70 und 80 und dabei keine wesentliche Änderung des Resonanzausschlages gemessen. Die Leitfähigkeiten überstrichen dabei ungefähr das Gebiet, das bei den Zuckerlösungs-Messungen in Betracht kam. Wenn man noch in Betracht zieht, daß die DK-Unterschiede zwischen den zu vergleichenden Lösungen kaum sehr groß sein werden (es handelt sich ja nur um das Ersetzen eines Salzes durch ein anderes), so scheint uns von diesem Gesichtspunkte aus die Methode einwandfrei.

Eine weitere Schwierigkeit kommt hinzu durch das Auftreten der sog. anomalen Dispersion und Absorption[1]), die eine scheinbare Leitfähigkeit vortäuschen kann. Bei reinem Wasser liegt dies Gebiet erst bei Wellenlängen von einigen Millimetern. Für die zäheren Zuckerlösungen rückt jedoch der Anfang des Gebietes bereits in unser Meßgebiet. In der Tat konnten wir auch an reinen Zuckerlösungen diese anomale Absorption[1]) beobachten, die z. B. für eine 40 proz. Zuckerlösung eine Absorption ergab, die der Leitfähigkeit einer 0,008 n KCl Lösung (in reinem Wasser) entsprach. Wir mußten uns daher auch aus diesem Grunde bei den Messungen auf Vergleiche zwischen KCl- und $MgSO_4$-Lösungen in Lösungsmitteln gleicher Zuckerkonzentration beschränken, da dann die anomale Absorption in beiden Fällen die gleiche ist und nicht mehr stört.

Schließlich sei noch erwähnt, daß wir zur Kontrolle zwei verschiedene Gefäße verwandten und in beiden identische Resultate fanden.

In der obenstehenden Tabelle sind nun die Resultate angegeben. Die Konzentration des $MgSO_4$ ist in Mol/l, die des Zuckers (Saccharose v. Kahlbaum) in Gewichtsprozenten angegeben. Die Zahlen selber bedeuten die relative Zunahme der Leitfähigkeit beim Übergang von niedriger zu hoher Frequenz, verglichen mit KCl-Lösungen, d. h. $\frac{\Lambda_c^\infty - \Lambda_c^0}{\Lambda_c^0} \cdot 100$, worin Λ_c^0 die Niederfrequenz- und Λ_c^∞ die Hochfrequenzleitfähigkeit bedeuten. Auf die Zahlen in Klammern kommen wir später zurück.

Die Messungen an reinen wässerigen Lösungen sind nur zu Kontrollzwecken ausgeführt worden. Zieht man die etwas kürzere Wellenlänge in Betracht, so stimmen die von uns erhaltenen etwas größeren Werte sehr gut mit denen von Rieckhoff überein. Die Werte für

1) Vgl. P. Debye, Polare Molekeln, S. 88 ff. S. Hirzel 1929; S. Mizushima, Sc. Pap. Inst. phys. chem. Res. Tokyo **9**, 209, 1928; R. Goldammer u. H. Sack, Physik. Zeitschr. **31**, 224, 1930.

1) Auf dieser anomalen Dispersion beruhen wahrscheinlich auch die Diskrepanzen zwischen den DK-Werten für Zuckerlösungen von Harrington (Phys. Rev. **8**, 58, 1916) und von Fürth (Ann. d. Phys. **70**, 63, 1923), da H. in einem Gebiete mißt, wo diese Dispersion noch nicht auftreten kann, während F. in unserem Gebiete mißt.

die Zuckerlösungen steigen sehr stark mit wachsender Zähigkeit, d. h. in den zähen Lösungen leitet $MgSO_4$ bei Hochfrequenz bedeutend besser als bei Niederfrequenz. Es ist von Interesse zu untersuchen, wie weit die Theorie von Debye und Falkenhagen[1]) diesen Effekt zu erklären vermag. Allerdings muß schon von vornherein gesagt werden, daß ein genauer Vergleich zwischen Theorie und Experiment nicht möglich ist, da die untersuchten Konzentrationen zu hoch sind. Es ist schon eigentümlich, daß die theoretischen Werte noch bis 0,02 Mol/l $MgSO_4$ in reinem Wasser mit den experimentellen so gut übereinstimmen.

Nach Debye und Falkenhagen kann man bekanntlich die Äquivalentleitfähigkeit bei einer Konzentration von c Mol/l und einer Frequenz ω schreiben als:

$$\Lambda_c^{\omega} = \Lambda_\infty - \delta\Lambda_{\mathrm{I}}^{(\omega)} - \delta\Lambda_{\mathrm{II}} ,$$

wobei Λ_∞ die Leitfähigkeit für unendliche Verdünnung bedeutet und als von der Frequenz unabhängig angesehen wird. $\delta\Lambda_{\mathrm{I}}$ bedeutet die Erniedrigung der Leitfähigkeit infolge der sog. Relaxationskraft, die ihren Ursprung in der Ausbildung einer Dissymmetrie der Ionenwolke hat. $\delta\Lambda_{\mathrm{II}}$ bedeutet schließlich die durch die Änderung der Elektrophorese infolge der Ionenwolke bedingte zusätzliche Reibungskraft. $\delta\Lambda_{\mathrm{I}}$ wird als frequenzabhängig angesehen, da zur Ausbildung der Dissymmetrie eine endliche Zeit benötigt wird; diese Abhängigkeit kann formelmäßig erfaßt werden. Bei hohen Frequenzen fällt dann dieser Anteil teilweise oder sogar ganz weg, d. h. die Leitfähigkeit steigt. Die bis jetzt vorliegenden Experimente[2]) an reinen wässerigen Lösungen haben diese Theorie im großen und ganzen gut bestätigt. Dabei wurde auch $\delta\Lambda_{\mathrm{II}}$ als frequenzunabhängig angenommen.

Für diesen Dispersionseffekt ist nach Debye und Falkenhagen eine sog. Relaxationszeit maßgebend, die für einen Elektrolyten mit 2 Ionensorten ausgedrückt ist durch

$$\Theta = \frac{z_1^2 \cdot z_2^2}{z_2^2 L_1 + z_1^2 L_2} \cdot \frac{C_1}{q \cdot \varkappa^2}$$

$$q = \frac{L_1 z_2 + L_2 z_1}{L_1 z_2^2 + L_2 z_1^2} \cdot C_2 ;$$

$$\varkappa^2 = \frac{C_3}{D} ,$$

worin z_1, z_2 die Wertigkeiten, L_1, L_2 die Beweglichkeiten und D die DK bedeuten. Die Meinung ist die, daß bei einer Frequenz, die dieser Relaxationszeit entspricht, bereits ein wesentlicher Teil von $\delta\Lambda_{\mathrm{I}}$ verschwunden ist. Die Konstanten C_1, C_2, C_3 hängen nur noch von Temperatur, Konzentration und Wertigkeit ab. Diese Formeln erlauben, den Effekt einer Vergrößerung der Zähigkeit vorauszusagen. Bei zunehmender Zähigkeit, das heißt bei abnehmender Beweglichkeit, wächst die Relaxationszeit. Bei einer geeignet gewählten Frequenz (nämlich bei einer solchen, die ungefähr der Relaxationszeit für die reine wässerige Lösung entspricht) muß daher der Effekt mit der Zähigkeit ansteigen. Die experimentellen Werte bestätigen dieses Anwachsen für alle Salzkonzentrationen.

Um die theoretischen Werte genau auszurechnen, muß man die Beweglichkeiten in den Zuckerlösungen kennen. Wie Poßner[1]) gezeigt hat, ist es nicht möglich, von der makroskopisch gemessenen Zähigkeit direkt auf die Beweglichkeiten zu schließen. Da jedoch Poßner nur für höhere Zuckerkonzentrationen die Leitfähigkeiten bei unendlicher Verdünnung gemessen hat, so blieb uns nichts anderes übrig, als von seinen Werten auf unsere Konzentrationen zu interpolieren. Die mit Hilfe dieser Werte und der DK-Werte von Fürth[2]) nach den Formeln von Debye und Falkenhagen gerechneten Zahlen sind in der Tabelle in runden Klammern angegeben. Bei der niedrigsten $MgSO_4$-Konzentration ist der berechnete Wert gleich dem experimentell gefundenen, bei der zweiten etwas kleiner, bei den anderen jedoch größer. Daß die theoretischen Werte so stark wachsen ist erklärlich, da ja bekanntlich bei höheren Konzentrationen der berechnete Niederfrequenz-Leitfähigkeitsunterschied bei einer Konzentration gegenüber unendlicher Verdünnung bedeutend größer ist als der gemessene.

Außer der Schwierigkeit, daß es sich hier um so große Konzentrationen handelt, tritt bei diesen Messungen noch eine weitere hinzu: Wie schon bemerkt, macht sich bei den hier vorkommenden Zähigkeiten und der benutzten Meßfrequenz bereits eine anomale dielektrische Absorption bemerkbar. Die Wasserdipole können infolge ihrer großen Reibung dem schnell wechselnden Felde (sei es das äußere oder das der sich im gleichen Rhythmus bewegenden Ionen) in Phase folgen, wodurch Verluste entstehen, die nach unserer Methode nicht von denen durch Leitfähigkeit zu trennen sind. Ist jedoch die Zähigkeit so groß oder die Frequenz so hoch, daß die Dipole überhaupt nicht mehr dem Wechsel der Feldrichtung

1) P. Debye u. H. Falkenhagen, Physik. Zeitschr. **29**, 401, 1928.

2) H. Rieckhoff, l. c.; B. Brendel und H. Sack, l. c. A. Deubner, Ann. d. Phys. (5) **5**, 305, 1930.

1) Wir möchten auch an dieser Stelle Herrn Poßner für die frdl. Überlassung seines noch nicht publizierten Zahlenmaterials danken.

2) R. Fürth, l. c.

zu folgen vermögen, so fällt diese Absorption wieder weg. Nun ist ein Teil der Reibungskräfte, die auf ein wanderndes Ion von der umgebenden Flüssigkeit ausgeübt werden, auf die Kraftwirkung der starken ionalen Felder auf die Wasserdipole zurückzuführen, und von diesen Reibungskräften hängen Λ_∞ und $\delta\Lambda_{II}$ ab. Im Gebiete der anomalen Absorption werden daher auch diese Größen frequenzabhängig, und zwar wird man wohl erwarten können, daß zuerst die Beweglichkeiten abnehmen werden, um dann wieder anzusteigen und sogar größer zu werden als im Falle der unendlichen Verdünnung bei Niederfrequenz, wenn man über das Gebiet der anomalen Dispersion hinausgelangt. Da wir uns in dem vorliegenden Falle gerade am Anfange dieses Gebietes befinden, ist auch von diesem Gesichtspunkte aus eine genaue Interpretation der Meßresultate erschwert. Von Interesse wäre es, diese mögliche Zunahme der Leitfähigkeit über den Wert für unendliche Verdünnung hinaus einmal zu messen. Entsprechende Versuche sind bereits geplant[1]).

Daß in unserem Falle die Leitfähigkeitswerte nicht über den Wert für unendliche Verdünnung hinausgehen, zeigen die Zahlen, die wir in der Tabelle in eckige Klammern gesetzt haben. Sie bedeuten die relative Abnahme der Niederfrequenzleitfähigkeit bei der betreffenden Konzentration von der bei unendlicher Verdünnung, d. h. $\frac{\Lambda_\infty^0 - \Lambda_c^0}{\Lambda_c^0}$ 100. Die Zahlen sind wieder aus den Angaben von Poßner für unsere Konzentrationen interpoliert. Es zeigt sich, daß diese Werte durchwegs größer sind als die von uns gemessenen Erhöhungen der Leitfähigkeit, d. h. bei unserer Meßfrequenz ist doch nur ein Teil der Leitfähigkeitserniedrigung infolge der Existenz der Ionenwolke rückgängig gemacht.

Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß die vorliegenden Messungen an wässerigen Zucker-Elektrolyt-Lösungen sich durch die Debyesche Elektrolyttheorie, wenn auch nicht genau berechnen, so doch einfach deuten lassen.

1) Der eine von uns (S. M., Journ. Chem. Soc. Jap. 49, 1, 1928; nur in Japanisch erschienen) hat ähnliche Messungen ausgeführt, und zwar an KJ in Amylalkohol bei sehr tiefen Temperaturen (große Zähigkeit) und bei etwa 7 m Wellenlänge, wo man sich bereits wieder außerhalb der anomalen Dispersion befindet. Es scheint, daß dort der hier angegebene Effekt wirklich auftritt; doch lassen sich exakte Schlüsse infolge der Unvollständigkeit der Messungen nicht ziehen. Damals wurde der Effekt nur dieser hier besprochenen Änderung der Reibungskraft zugeschrieben, d. h. der Änderung der Hydratation. Bei einer richtigen Interpretation müßte auch noch die Änderung von $\delta\Lambda_I$ im Sinne von Debye und Falkenhagen berücksichtigt werden.

Herrn Prof. Debye möchten wir für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stets förderndes Interesse bestens danken. Ferner möchte der eine von uns (S. M.) auch bei dieser Gelegenheit seinen besten Dank aussprechen für die entgegenkommende Aufnahme, die er im Institute gefunden hat.

Leipzig, Physikal. Inst. der Universität, Juli 1930.

Horst Müller und H. Sack (Leipzig), Elektrische Momente einiger Moleküle.

Im folgenden möchten wir über die Messungen einiger Dipolmomente berichten, die in lockerem Zusammenhange mit Untersuchungen vorgenommen wurden, die noch nicht abgeschlossen sind, und über die später berichtet werden soll. Es handelt sich um Messungen in verdünnten Lösungen[1]) mit unpolaren Substanzen als Lösungsmittel.

I. Experimentelles.

Als Meßmethode zur Bestimmung der DK (Dielektrizitätskonstanten) von polaren Lösungen benutzten wir die bekannte Überlagerungsmethode, bei der zwei Hochfrequenzkreise in einem aperiodischen Verstärkerkreise mit Lautsprecher eine akustische Schwebung erzeugen, die mit einer Stimmgabel verglichen wird. In dem einen Schwingkreise liegen der Kondensator mit der zu messenden Flüssigkeit, der „Flüssigkeitskondensator", und ein Meßkondensator parallel, und Änderungen in der DK der Lösung, d. h. in der Kapazität dieses Flüssigkeitskondensators werden mittels des Meßkondensators kompensiert und dadurch gemessen. Die vollendete Kompensation wird durch Erreichen des ursprünglichen Schwebungstones angezeigt.

Die Schaltung der Schwingkreise war die von Maske[2]) angegebene, mit der wir gute Erfahrungen machen konnten. Da wir einen festen Flüssigkeitskondensator verwandten, konnten wir nur relative Messungen ausführen; wir nahmen immer die DK des Lösungsmittels als bekannt an. Es läßt sich leicht zeigen, daß eine kleine Ungenauigkeit in der Kenntnis der absoluten Größe dieser DK auf die Größe des Dipolmomentes keinen entscheidenden Einfluß ausüben kann.

1) Da solche Messungen schon in sehr großer Zahl vorgenommen worden sind, verzichten wir hier auf Angabe der Details der Methode oder der Theorie und verweisen dafür auf die zusammenfassenden Arbeiten: P. Debye, Polare Molekeln, 1929; I. Estermann, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 1929; H. Sack, ebenda; J. W. Williams, Fortschritte der Chemie, Physik etc. Bd. 20, Heft 5, 1930.

2) Maske, Physik. Zeitschr. **30**, 197, 1929.

Das Vorgehen ist dann bekanntlich dieses: Ist die Ablesung mit leerem Kondensator C_0, die bei gefülltem Kondensator mit reinem Lösungsmittel bzw. Lösung C, bzw. C_1, ist ferner die DK des reinen Lösungsmittel ε_0, die unbekannte DK der Lösung ε_x, so ist:

$$\varepsilon_x - \varepsilon_0 = \frac{C_2 - C_1}{C_1 - C_0}\cdot(\varepsilon_0 - 1),$$

wenn durch das Einfüllen und Umfüllen der Flüssigkeiten die Kapazität der Zuleitungen nicht geändert wird. Auf diese Bedingung ist sehr zu achten, da bei ungünstiger Konstruktion des Kondensators bereits der Einfluß des verschiedenen Dampfes der Flüssigkeiten bei gleicher Füllhöhe Fehler hervorrufen kann. Soll nun $\varepsilon_x - \varepsilon_0$, auf das es bei diesen Messungen hauptsächlich ankommt, möglichst genau gemessen werden, so müssen sowohl $C_2 - C_1$, wie auch $C_1 - C_0$ gleich genau bekannt sein, wobei die erste Differenz im Vergleich zur zweiten besonders bei (sehr) verdünnten Lösungen sehr klein ist. Wir schlugen daher den folgenden Weg ein: Wir messen $C_2 - C_1$ mit einem kleinen, $C_1 - C_0$ mit einem größeren Kondensator; die erste Differenz entspricht ja dem Übergange von Lösungsmittel zu Lösung, die zweite dem von Luft zu Lösungsmittel. Die Schaltung der verschiedenen Kondensatoren ist

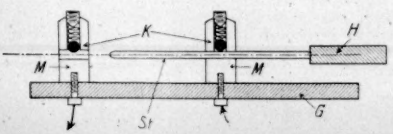


Fig. 1.

aus Fig. 1 ersichtlich. S ist die Spule des Generators, K_1 und K_2 sind variable, nicht geeichte Kondensatoren, FK ist der Flüssigkeitskondensator, St der große, L der kleine Meßkondensator. I und II sind zwei Schalter; VK ist schließlich ein fester Vergleichskondensator, der nur bei besonderen Kontrollversuchen verwendet wurde. Die Messung geschieht nun so: Schalter I ist auf die linke Hälfte gestellt. Der FK ist leer. Schalter II wird auf FK gestellt und nun K_2 so eingestellt, daß der richtige Schwebungston entsteht. Dann wird $L + St$ eingeschaltet und diese beiden auf den Ton eingestellt. Es ist dann FK + Zuleitung $= L + St$ + Zuleitung. Nun wird FK gefüllt, zuerst mit dem reinen Lösungsmittel, später mit der zu untersuchenden Substanz, und wieder genau gleich verfahren. In unserem Falle besteht St aus einem Stufenkondensator, dessen Stufen so gewählt wurden, daß sie ungefähr dem Übergange von Luft zu dem Lösungsmittel entsprechen (6 Stufen). Bei diesem Übergange wird also St um eine bestimmte Anzahl Stufen geändert, während L nur sehr wenig geändert werden muß. Wird nun die Lösung an Stelle des Lösungsmittels eingefüllt, so sind die Unterschiede so klein, daß nur noch L geändert werden muß. L ist so groß, daß er etwas mehr als eine Stufe von St umfaßt. Auf diese Weise gelingt es leicht, den DK Unterschied mit einer Genauigkeit von 0,1 Proz. zu bestimmen[1]).

St bestand aus einem mit Quarz isolierten Plattenkondensatorsystem; er wurde in der Apparatur selber mittels L geeicht. L ist ein Leyboldscher Zylinderkondensator (nach Wulf) mit etwa 30 cm Kapazität. Auch er wurde in der Apparatur mit Hilfe eines kleinen festen Kondensators geeicht. Sämtliche Apparate waren einpolig geerdet und in geerdete Kästen eingebaut; die Bedienung geschah von außen. Da das Auswechseln von FK gegen $L + St$ sehr rasch geschehen konnte, ist die ganze Anordnung sehr unempfindlich gegen Frequenzänderungen: $L + St$ bleiben während des etwas länger dauernden Umfüllens eingeschaltet; ändert sich in dieser Zeit etwa die Frequenz, so kann durch K_1 der richtige Schwebungston wieder eingestellt werden, wobei K_2 und $L + St$ unverändert bleiben. Zur weiteren Kontrolle, daß diese Frequenzänderung nicht etwa durch das Meß-Kapazitätssystem hervorgerufen ist, wird von Zeit zu Zeit auf den festen Kondensator VK umgeschaltet.

Der FK bestand aus einem gut vergoldeten Zylinderkondensator, der in einem Glasgefäß eingebaut war und während einer Meßreihe darin belassen wurde. Die Substanzen wurden durch Heraussaugen ausgewechselt. Das Gefäß wurde immer mit der gleichen cm^3 Zahl Substanz gefüllt, so daß die Füllhöhe genau genug definiert war. Doch hat sich der Kondensator noch nicht so bewährt, daß wir näher darauf eingehen wollen: er garantiert lediglich eine Genauigkeit von 0,1 Proz. in der absoluten DK und soll für die weiteren Untersuchungen durch einen anderen ersetzt werden. Für die vorliegenden Messungen genügte uns jedoch diese Genauigkeit. Die Leer-Kapazität war etwa 100 cm. Innerhalb der Meßgenauigkeit war die Kapazität der DK proportional, wie durch Eichung mit Substanzen gut bekannter DK erwiesen wurde. Der Flüssigkeitskondensator befand sich in einem Thermostaten, der auf $25^0\,C \pm 0{,}1$ einreguliert war. Bei der gleichen Temperatur wurde die Dichte mittels eines Pyknometers bestimmt.

Ein wesentlicher Punkt sind die Schalter. Da es sich hier um sehr kleine Kapazitätsänderungen handelt (bis zu 0,03 cm), müssen an die genaue Reproduzierbarkeit der Schalterstellungen große Anforderungen gestellt werden. Am besten be-

1) Eine ähnliche Methode verwendete schon E. Bretscher, Helv. Phys. Acta **2**, 257, 1929.

Tabelle Ia.

a) Lösungsmittel: Benzol.

Benzol: $\varrho_1 = 0{,}8757$ $i_{\varepsilon_1} = 2{,}2707$ $n_1 = 1{,}4976$ $P_1 = 26{,}519$ $R_1 = 26{,}108$

Substanz	f_2 Proz.	ϱ_{12}	ε_{12}	n_{12}	P_2	R_2
Brombenzol	1,622	0,8874	2,3274	1,4990	82,8	37,2
						$R_2' = 33{,}7$
						$\mu = 1{,}52 \cdot 10^{-18}$
Chlorbenzol	1,310	0,8791	2,3174	1,4985	82,2	33,1
						$R_2' = 30{,}9$
						$\mu = 1{,}57 \cdot 10^{-18}$
Methylenchlorid	2,412	0,8832	2,3495	—	66,3	—
						$R_2' = 16{,}2$
						$\mu = 1{,}55 \cdot 10^{-18}$
Chloroform	1,864	0,8855	2,3048	—	51,2	—
						$R_2' = 21{,}3$
						$R_2^{ad} = 21{,}2$
						$\mu = 1{,}18 \cdot 10^{-18}$
Methylazetat	1,140	0,8763	2,3179	1,4964	83,6	18,6
	1,820	0,8764	2,3485	1,4960	85,4	21,6
						$R_2' = 17{,}6$
					$P_2 = 84$	$R_2 = 20$
						$\mu = 1{,}75 \cdot 10^{-18}$
Äthylazetat	1,028	0,8757	2,3139	—	94,4	—
	1,165	0,8757	2,3202	—	91,6	—
	1,880	0,8758	2,3495	1,4950	90,3	23,1
						$R_2' = 22{,}3$
					$P_2 = 92$	$R_2 = 23$
						$\mu = 1{,}81 \cdot 10^{-18}$
n-Propylazetat	0,8396	0,8760	2,3085	1,4967	98,2	26,7
	1,2363	0,8758	2,3253	—	98,7	—
	1,3494	0,8758	2,3285	1,4956	98,0	26,0
	1,7360	0,8758	2,3500	—	98,1	—
						$R_2' = 26{,}9$
					$P_2 = 98{,}5$	$R_2 = 27$
						$\mu = 1{,}86 \cdot 10^{-18}$
n-Butylazetat	0,9429	0,8758	2,3104	1,4959	100,4	30,2
	1,2140	0,8758	2,3253	—	104,6	—
	1,6608	0,8758	2,3412	1,4940	101,0	28,9
	1,9516	0,8760	2,3559	1,4934	102,4	28,5
						$R_2' = 31{,}6$
					$P_2 = 102$	$R_2 = 31$
						$\mu = 1{,}85 \cdot 10^{-18}$
Isobutylazetat	0,8118	0,8757	2,3074	—	105,4	—
	0,9202	0,8758	2,3121	—	104,6	—
	1,0389	0,8758	2,3172	1,4967	104,6	33,8
	1,4975	0,8756	2,3383	1,4954	105,7	32,3
						$R_2' = 32{,}3$
					$P_2 = 105$	$R_2 = 32$
						$\mu = 1{,}87 \cdot 10^{-18}$
Amylazetat	0,8410	0,8759	2,3091	1,4955	108,3	31,6
	1,7164	0,8757	2,3472	1,4933	109,2	32,2
	1,8789	0,8757	2,3552	1,4930	109,7	33,0
	2,2937	0,8757	2,3716	—	108,1	—
						$R_2' = 35{,}5$
					$P_2 = 109$	$R_2 = 33$
						$\mu = 1{,}91 \cdot 10^{-18}$

Tabelle Ia (Fortsetzung).

Substanz	f_2 Proz.	ϱ_{12}	ε_{12}	n_{12}	P_2	R_2
sek.-Octylazetat	0,6692	0,8756	2,3025	1,4953	128,9	42,6
	0,9226	0,8753	2,3142	1,4948	129,0	45,2
	0,9859	0,8751	2,3157	—	127,5	—
	1,7926	0,8750	2,3475	1,4943	122,9	50,4
						$R_2' = 48,7$
					$P_2 = 127$	$R_2 = 49$
						$\mu = 1,9_3 \cdot 10^{-18}$
Benzylazetat	0,6709	0,8779	2,3034	—	112,1	—
	1,2203	0,8795	2,3261	1,4977	108,0	41,2
	1,3884	0,8797	2,3349	—	109,6	—
						$R_2' = 43,6$
					$P_2 = 109$	$R_2 = 42$
						$\mu = 1,8_0 \cdot 10^{-18}$
Cetylalkohol	0,7719	0,8745	2,2944	1,4987	132,6	81,4
	0,8451	0,8745	2,2977	1,4967	134,2	80,4
	2,3564	0,8724	2,3495	1,4939	137,4	76,9
					$P_2 = 136$	$R_2 = 79$
						$\mu = 1,6_8 \cdot 10^{-18}$
9-Bromanthrazen	0,7449	0,8850	2,3014	1,5026	109,5	64,4
	1,2990	0,8908	2,3197	1,5047	107,0	60,7
					$P_2 = 108,5$	$R_2 = 62$
						$\mu = 1,5_0 \cdot 10^{-18}$
1—2 trans-Dichloräthylen						
1. Fraktion	1,320	0,8800	2,3019	—	57,4	—
2. Fraktion	1,893	0,8821	2,2994	—	44,8	—
2. Fraktion ausgefroren	2,363	0,8835	2,2969	—	39,1	—
4. Fraktion 2 mal ausgefr.	2,2808	0,8830	2,2854	1,4966	30,6	20,9
						$\mu_{min} = 0,70 \cdot 10^{-18}$
1—2 Cis-Dichloräthylen	0,3988	0,8773	2,2889	—	87,0 (?)	—
	1,829	0,8819	2,3466	1,4975	82,4	22,0
	2,29	0,8837	2,3665	1,4962	82,3	19,5
					$P_2 = 83$	$R_2 = 20$
						$\mu = 1,7_4 \cdot 10^{-18}$
Bromoform	1,4268	0,9044	2,2942	1,5003	49,0	33
	1,9470	0,9076	2,3003	—	53,3	—
	2,0628	0,9165	2,3096	1,4997	53,4	30,1
	2,5280	0,9255	2,3126	1,5004	50,3	30,1
						$R_2' = 30,0$; $R_2'' = 29,9$
					$P_2 = 51$	$R_2 = 30,5$
						$\mu = 0,9_9 \cdot 10^{-18}$
Jodoform	0,7194	0,8998	2,2855	1,4999	62,3	45,9
	0,7695	0,9019	2,2865	—	60,6	—
	0,8159	0,9026	2,2870	—	63,2	$R_2^a = 44,6$
					$P_2 = 63$	$R_2 = 44,5$
						$\mu = 0,9_3 \cdot 10^{-18}$
Methylenbromid	1,2854	0,8915	2,3064	1,4976	62,1	21,4
	1,8203	0,8983	2,3208	1,4977	61,4	21,6
					$P_2 = 61,5$	$R_2 = 21,5$
						$\mu = 1,3_9 \cdot 10^{-18}$
Methylenjodid	0,512	0,8873	2,2863	1,4985	67,6 (?)	30,7
	0,965	0,8971	2,2932	—	58,1	—
	1,1340	0,8997	2,2946	1,4996	57,8	34,5
	1,5374	0,9090	2,3067	1,5002	59,4	32,5
	3,14	0,9451	2,3413	1,5013	56,7	29,1
						$R_2' = 32,7$
					$P_2 = 58$	$R_2 = 33$
						$\mu = 1,1_0 \cdot 10^{-18}$

Tabelle Ib.

b) Lösungsmittel: Hexan.

Hexan: $\varrho_1 = 0{,}6774$ $\varepsilon = 1{,}9336$ $n_1 = 1{,}3789$ $P_1 = 30{,}1714$ $R_1 = 29{,}3704$

Substanz	f_2 Proz.	ϱ_{12}	ε_{12}	n_{12}	P_2	R_2
Jodoform	0,14053	0,68172	1,93707	1,3795	50.7	29,4
						$\mu = 1{,}0_0 \cdot 10^{-18}$
Methylenbromid	2,1674	0,6985	1,9762	1,3806	65.4	22,7
						$\mu = 1{,}4_2 \cdot 10^{-18}$
Methylenjodid	1,3008	0,6983	1,9542	1,3817	60,9	36,5
	2,0862	0,7117	1,9677	1,3831	60,6	34,2
	2,1924	0,7137	1,9693	1,3833	59,9	33,7
	2,4648	0,7199	1,9743	1,3835	57,7	30,1
					$P_2 = 59$	$R_2 = 32$
						$\mu = 1{,}1_4 \cdot 10^{-18}$

währte sich der in Fig. 2 abgebildete Schalter, der auch für die Schaltung des Stufenkondensators benutzt wurde. Das Grundbrett G ist ein Hartgummibrettchen. M sind Messingklötze mit einer Durchbohrung, etwas weiter als der Metallstab St, der an seinem einen Ende einen Hartgummigriff H trägt; H dient gleichzeitig als Anschlag und fixiert dadurch die Lage von St. K

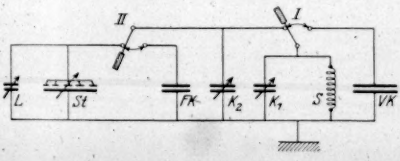


Fig. 2.

sind kleine Kugeln, die durch kleine Federn gegen St gedrückt werden. Bei sehr häufigem Aus- und wieder Einschalten wurde keine Änderung des Schwebungstones wahrgenommen, wodurch die Brauchbarkeit des Schalters erwiesen war.

Die Kondensatoren und die Kästen mit den Sendern sind mit Trockengefäßchen ausgerüstet, da feuchte Luft bereits Änderungen ergeben kann. Die Meßfrequenz betrug ungefähr 10^6 Hertz.

Gleichzeitig mit der DK wurde auch der Brechungsindex der Lösung und, wo möglich, auch der reinen Substanz gemessen. Diese Messungen wurden mit Hilfe eines heizbaren Abbéschen Refraktometers ausgeführt[1]).

II. Berechnungsart und Resultate.

Da die Berechnungsart schon an vielen Stellen beschrieben wurde, wollen wir hier nicht darauf eingehen. Es sei nur ein Wort über die Extrapolation zu unendlicher Verdünnung gesagt. Wir gingen hierbei so vor (sowohl für die Polarisation wie für die Refraktion); erstens wandten wir das Verfahren von Weißberger und Sängewald[1]) an; zweitens rechneten wir für jede Konzentration P_2 und R_2 direkt aus und nahmen aus diesen Werten das Mittel. (Die größeren Konzentrationen haben die größere Ungenauigkeit wegen etwaiger Assoziation, die kleinen Konzentrationen haben die geringere Meßgenauigkeit[2]).) Die angegebenen Werte sind dann Mittelwerte dieser 2 Berechnungsarten; die beide in dieser Form nur dann Gültigkeit haben, wenn die Assoziation in dem betrachteten Gebiete vernachlässigt werden darf. Aus den P_2-Werten der Tabelle I ersieht man, daß diese Annahme für die vorliegenden Substanzen gerechtfertigt ist. Die Extrapolation der Molekularrefraktion auf die Frequenz o sowie die Berücksichtigung des Ultrarotgliedes ist fortgelassen worden; die hierdurch bedingten Unsicherheiten in der Größe des Momentes sind sicher größer als die, welche der Extrapolation auf unendliche Verdünnung zuzuschreiben sind.

Die Lösungsmittel (Benzol, Hexan und Cyclohexan) wurden sehr sorgfältig getrocknet und destilliert. Die zugrunde gelegten Werte für DK, Dichte rsw. sind aus den Tabellen zu entnehmen. (Cyclohexan wurde nur für die Jodmessung benutzt.) Alle Substanzen wurden möglichst rein von Kahlbaum bezogen und nicht weiter gereinigt.

In den Tabellen Ia und Ib sind die Resultate zusammengestellt. f_2 ist die molare Konzentration des gelösten Stoffes in Proz., ϱ_{12} die Dichte der Lösung, ε_{12} ihre DK, n_{12} ihr Brechungs-

1) A. Weißberger und R. Sängewald, Physik. Zeitschr. **30**, 792, 1929 u. a. Wir möchten auch an dieser Stelle Herrn Dr. Sängewald für die Erlaubnis zur Benutzung des Refraktometers sowie für die Überlassung von Eichsubstanzen bestens danken.

1) A. Weißberger und R. Sängewald, l. c.

2) Die Berechnung des Meßfehlers in Abhängigkeit von der Konzentration ist durchgeführt bei A. Weißberger u. R. Sängewald, l. c.

index, P_2^∞ die Molekularpolarisation des gelösten Stoffes, R_2 seine Molekularrefraktion. In den letzten Reihen sind jeweils die auf unendliche Verdünnung extrapolierten Werte angegeben, außerdem noch die Molekularrefraktion, berechnet aus dem Brechungsindex der reinen Substanz (R_2') bzw. aus den Atompolarisationen (R_2^a).

III. Diskussion der Resultate.

Die Messung der ersten drei Substanzen geschah lediglich aus Kontrollgründen. In Tabelle II sind die Werte zusammengestellt und

Tabelle II.

Substanz	Chem. Formel	Moment: $\mu \cdot 10^{18}$	Bemerkungen
Brombenzol . .	C_6H_5Br	1,52	1,5 (Williams) 1,56 (Højendahl)
Chlorbenzol . .	C_6H_5Cl	1,57	1,55 (Williams) 1,56 (Smyth u. Boyce)
Methylenchlorid	CH_2Cl_2	1,59	1,59 (Sänger)

mit denen anderer Forscher[1]) verglichen (letzte Kolumne). Die Übereinstimmung ist in allen Fällen sehr befriedigend.

Die zweite Gruppe von Messungen (Azetate) (Tab. III) soll ein weiteres Beispiel[2]) für das Gesetz liefern, daß das Dipolmoment einer homologen Reihe konstant oder nahezu konstant ist. Auf den leichten Anstieg des Momentes mit zunehmender Länge der Kohlenstoffkette möchten wir kein Gewicht legen, wie wir überhaupt eine genauere Diskussion der Abweichungen der Momente untereinander bei Messungen an Lösungen und bei so kleinen Unterschieden für unmöglich halten. Es ist leicht möglich, daß bei richtiger Berücksichtigung des Ultrarotgliedes sich der Gang der Momente umkehren könnte. Ein deutlicher Unterschied bei verschiedener Stellung der Azetatgruppe tritt nicht zutage (s. Butylazetat). Auch das Amylazetat, das aus mehreren Isomeren bestand, hat kein abweichendes Moment, was diese Aussage bestätigt. Beim Ersetzen einer CH_3 Gruppe durch einen Phenylrest ändert sich das Moment auch nicht wesentlich (Benzylazetat, Benzoesäuremethylester (Estermann)), wie das auch bei den Alkoholen der Fall ist, während es sich bei den Halogenen wesentlich ändert. Vielleicht ist dieses verschiedene Verhalten darauf zurückzuführen, daß das Moment $C—Cl$ in Richtung $C—Cl$ liegt, während es bei $C—C(O)OCH_3$ schief zur Richtung $C—C$ steht.

Bei den Substanzen der nächsten Gruppe (Tab. IV) handelt es sich um tri- und di-substi-

Tabelle III.

Substanz	Chem. Formel	Moment: $\mu \cdot 10^{18}$	Bemerkungen
Methylazetat	$CH_3—C(O)OCH_3$	1,75	1,67 (Williams)
Äthylazetat	$C_2H_5—C(O)OCH_3$	1,81	1,74 (Williams)
n-Propylazetat	$C_3H_7—C(O)OCH_3$	1,86	—
n-Butylazetat	$C_4H_9—C(O)OCH_3$	1,85	—
iso-Buthylazetat	$C_4H_9—C(O)OCH_3$	1,87	—
Amylazetat	$C_5H_{11}—C(O)OCH_3$	1,91	Gemisch von Isomeren
Octylazetat (sek.)	$C_8H_{17}—C(O)OCH_3$	1,93	—
Benzylazetat	$C_6H_5—CH_2—C(O)OCH_3$	1,80	—

Tabelle IV.

Substanz	Chem. Formel	Moment: $\mu \cdot 10^{18}$	Bemerkungen
Chloroform	$CHCl_3$	1,18	1,05 (Smyth) 1,10 (Williams) 0,95 (Sänger)
Bromoform	$CHBr_3$	0,99	
Jodoform	CHJ_3	1,06 (in Hexan) 0,95 (in Benzol)	
Methylenchlorid	CH_2Cl_2	1,55	1,61 (Mahanti, Das-Gupta)
Methylenbromid	CH_2Br_2	1,42 (in Hexan) 1,38 (in Benzol)	1,89 (Mahanti, Das-Gupta)
Methylenjodid	CH_2J_2	1,14 (in Hexan) 1,10 (in Benzol)	2,12 (Mahanti, Das-Gupta)

1) Für die Zitate der in den folgenden Tabellen und im Texte ohne Zitat angegebenen Vergleichswerte vgl. P. Debye, l. c. Tabelle und Nachtrag; H. Sack, l. c.

2) Andere Beispiele s. z. B. Ketone (Wolf); Alkohole (Ghosh) u. a.

Tabelle V.

Substanz	Chem. Formel	Moment: $\mu \cdot 10^{18}$	Bemerkungen
Cetylalkohol	$C_{16}H_{33}OH$	1,6$_5$	
9-Bromanthrazen	$C_{14}H_9Br$	1,5$_0$	
trans-Dichloräthylen	$C_2H_2Cl_2$	< 0,7	o (Errera)
cis-Dichloräthylen	$C_2H_2Cl_2$	1,7$_4$	1,85 (Errera)
Jod	J_2	o (in Hexan) o (in Cyklohexan) 1,0 (in Benzol)	

tuierte Halogen-Methanderivate. Nimmt man für das Methan tetraedrische Struktur an und behält sie undeformiert bei für die zwei- und dreifach substituierten Chlorderivate, so errechnet man bekanntlich[1]) Momente, die wesentlich größer als die gemessenen sind. Diese Abweichungen erklären sich zum Teil[2]), vielleicht auch ganz, durch eine Deformation des Tetraeders, ein Spreizen der *C—Cl* Richtungen, was auch röntgenographisch als tatsächlich vorhanden festgestellt werden konnte[3]). Nun haben Mahanti und Das-Gupta[4]) die Methylenhalogenide gemessen und festgestellt, daß beim Übergang vom *Cl* zum *Br* und zum *J* die gemessenen Momente dem theoretisch (d. h. bei tetraedrischer Struktur) geforderten Werte immer näher kommen. Das würde bedeuten, daß die Spreizung immer geringer wird. Dieses Verhalten müßte sich dann auch in den Trisubstitutionen bemerkbar machen. Diese Messungen haben wir durchgeführt (s. Tab. IV). Der Wert für Chloroform schließt sich den Werten anderer Autoren gut an; (beim Vergleich mit Sänger und Smyth muß noch der Ultrarot-Beitrag berücksichtigt werden!); dagegen ist bei *Br* und *J* nichts von einer ausgesprochenen Verminderung der Spreizung zu sehen. Bei Tetraederstruktur müßte das Moment gleich dem des Methylderivates sein; die wahrscheinlichsten Werte für diese Stoffe sind: CH_3Cl 1,9; CH_3Br 1,8; CH_3J 1,65. Das Verhältnis der gemessenen zu den berechneten Momenten ist für alle drei Derivate nahezu das gleiche. Dabei wurde besonders darauf geachtet, daß nicht etwa Dissoziationen auftraten; das CHJ_3 wurde deshalb in zwei Lösungsmitteln gemessen, in denen es sich in anderer Farbe löste; auch wurden einige Lösungen längere Zeit stehen gelassen und wiedergemessen. Alle Werte sind miteinander in Übereinstimmung.

Durch dieses eigentümliche Verhalten sahen wir uns veranlaßt, auch die Methylenderivate zu messen. Unsere Resultate weichen sehr von den der indischen Beobachter ab und sind auch nur so zu erklären, daß die Spreizung bei allen Derivaten in ungefähr dem gleichen Maße vorhanden ist. Auch hier wurden verschiedene Präparate in zwei Lösungsmitteln untersucht und Messungen nach verschieden langem Warten nach Herstellung der Lösung ausgeführt. Es ist uns nicht möglich zu entscheiden, worauf diese außerordentlich großen Abweichungen von den Messungen von Mahanti zurückzuführen sind, besonders, da auch letztere Messungen in benzolischen Lösungen durchgeführt worden sind.

Die letzte Gruppe von Substanzen wurde untersucht, weil die Momente zu anderen Zwecken bekannt sein sollten (Tab. V).

Der Cetylalkohol paßt mit seinem Moment gut in die Reihe der bisher für Alkohole gemessenen Momente hinein. — 9-Bromanthrazen hat ungefähr das Moment des Brombenzols, was wohl zu erwarten war. Das Cis- und Trans-Dichloräthylen wurde als Kontrollversuch für die Reinheit der Substanz, die gleichzeitig zu röntgenographischen Aufnahmen dienen sollte, gemessen. Das cis-Derivat, das sehr rein vorhanden war, ergab ein Moment von 1,74. Dies steht nicht im Widerspruch zu den Messungen Erreras (1,85), da er die gleiche Polarisation findet, es sich also dort um einen Rechenfehler handelt. Das trans-Präparat war uns nicht in genügender Reinheit zugänglich, die Werte variieren zwischen 0,7 und 1,2; auch die röntgenographischen Messungen wiesen darauf hin, daß die Substanz nicht rein war.

Als letztes führten wir einige Messungen an Jod aus. Williams[1]) hat Jod in Benzol und Schwefelkohlenstoff als Lösungsmittel gemessen und dabei in beiden Fällen ein Moment von etwa 1,2 gefunden. Unsere Messung in Benzol bestätigt diesen Befund, der sehr befremdet, wenn auch unser Moment etwas kleiner ist. Schon Williams interpretiert das Ergebnis, indem er annimmt, daß das Jod vom Lösungsmittel stark beeinflußt wird, vielleicht sogar chemische Verbindungen eingeht. Bekanntlich löst sich Jod in

1) Vgl. P. Debye, l. c.
2) Vgl. A. Eucken und L. Meyer, Physik. Zeitschr. **30**, 397, 1929.
3) P. Debye, erscheint in Zeitschr. f. Elektrochem. (Bunsentagung).
4) P. C. Mahanti und R. N. Das-Gupta, Journ. Ind. Chem. Soc. **6**, 411, 1929.

1) J. W. Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 174, 1928.

Benzol und Schwefelkohlenstoff rot, was schon auf eine starke Einwirkung schließen läßt. In Hexan und Cyclohexan hingegen löst es sich violett, was vermuten läßt, daß hier die Einwirkung nicht oder nur viel schwächer vorhanden sein wird. Diese Ansicht wird durch die Dipolmessung bestätigt: in beiden Fällen fanden wir das Moment Null. Wir haben die genauen Zahlen aus der Tabelle 1 weggelassen, da noch einige Schwierigkeiten nicht ganz überwunden sind. Wir finden immer für P_2 und R_2 bei jeder Lösung den gleichen Wert, dagegen schwanken die Werte selber von Messung zu Messung. Wir vermuten, daß es sich um fehlerhafte Konzentrationsbestimmungen handelt, da nur in diesem Falle P_2 und R_2 gleich beeinflußt werden. Da aber P_2 und R_2 immer einander gleich sind ($\pm$ 1,5 cm³), so ist der Schluß wohl ziemlich sicher, daß in diesen Lösungsmitteln Jod kein Moment aufweist. Zur Sicherheit sollen jedoch noch genauere Bestimmungen gemacht werden und auch der Temperaturkoeffizient der Lösung bestimmt werden. Dies letztere ist besonders deswegen erwünscht, weil die Lösungen ja im Sichtbaren absorbieren, die Bestimmung des Brechungsindex für die Frequenz Null aus Messungen im Sichtbaren daher sehr unsicher ist.

Zum Schlusse möchten wir noch Herrn Prof. Debye für viele Ratschläge bestens danken. Auch Herrn Dr. Weißberger dürfen wir für manche „chemische Auskunft" danken.

Leipzig, Physikal. Inst. der Universität, Juli 1930.

B. Brendel (Leipzig), Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit.

Der Vortrag bezog sich auf Messungen an einigen Elektrolyten bei einer Wellenlänge von 30 m. Für eine Wellenlänge von 16 m wurden die Messungen an den gleichen Elektrolyten in dieser Zeitschrift (**31**, 224, 1930) mitgeteilt. Da in Kürze die ausführliche Arbeit (Diss.) erscheinen wird, soll hier nicht näher darauf eingegangen werden.

G. Hoffmann u. W. S. Pforte (Halle), Über eine vereinfachte Form des Duantenelektrometers (mit Demonstration).

Es wird die Neukonstruktion eines Duanten-Elektrometers beschrieben. Das neue Instrument stellt eine vereinfachte Form des Hoffmannschen Vakuum-Duanten-Elektrometers dar. Eine sektorenförmige Nadel schwingt dicht über den Duantenplatten in der Duantenschachtel. Die maximale Spannungsempfindlichkeit beträgt etwa 0,15 mV, die maximale Ladungsempfindlichkeit etwa 0,02 cm V. Zusammen mit K. Engel wurde eine Methode ausgebildet, Wechselspannungen mit linearer Skala zu messen mit der gleichen Empfindlichkeit wie Gleichspannungen. Eine ausführliche Beschreibung wird noch folgen[1]).

1) Fabrikant: E. Leybold's Nachf. Köln.

H. Senftleben u. O. Riechemeier (Breslau), Zur Frage der Dreierstöße bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen.

Quantitative Messungen der Reaktionsgeschwindigkeit bei der Bildung von Wasserstoffmolekülen aus den Atomen werden nach einem Registrierverfahren ausgeführt. Die Ergebnisse erbringen den experimentellen Beweis dafür, daß die Molekülbildung durch Dreierstöße erfolgt, und erlauben Schlüsse auf den Wirkungsquerschnitt der Atome beim Stoß. (Eine ausführliche Mitteilung erscheint demnächst in den Annalen der Physik, Bd. 6, 1930.)

H. Senftleben (Breslau), Einfluß eines Magnetfeldes auf das Wärmeleitvermögen von paramagnetischen Gasen.

Der Verfasser beobachtete, daß das Wärmeleitvermögen paramagnetischer Gase (O_2, NO) abnimmt, wenn diese in ein Magnetfeld gebracht werden. Die Messung der Abhängigkeit dieser Feldwirkung von den äußeren Bedingungen (Feldstärke, Druck, Temperatur) läßt sich genau durchführen und durch einfache Gesetzmäßigkeiten darstellen.

W. Kohl (Dresden), Über die Beeinflussung der Kathodenstrahlreflexion an *Al* und *Pt* durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht und die dabei auftretenden positiven und negativen Zusatzströme. (Ausführlich in den Annalen der Physik **6**, 391, 1930.)

Die von verschiedenen Forschern im Lauf der Zeit unternommenen Versuche, den Vorgang der Elektronenreflexion lichtelektrisch zu beeinflussen, werden an einer besonders konstruierten Zelle fortgesetzt mit dem Ziel, die sich widersprechenden Ergebnisse von Dember und Frey zu klären.

Es konnte gezeigt werden, daß positive Zusatzströme, die also bei gleichzeitiger Bestrahlung und Belichtung einer Metallfolie mit Kathodenstrahlen und ultraviolettem Licht die algebraische Summe der Sekundäremission und der licht-

elektrischen Emission übertreffen, nur an gashaltigen Folien auftreten, wie das E. Bodemann an belichteten Oxydkathoden auch gemessen hat. Solche Zusatzströme konnten durch die von Gasschichten absorbierten Glühelektronen und deren Raumladungswirkung erklärt werden. Bei inhomogenem Feld traten an der verwendeten Versuchszelle außerdem positive Zusatzströme auf, die von der Entgasung der Folie unabhängig waren.

An der oberflächlich entgasten Folie wurden im angenähert feldfreien Raum negative Zusatzströme, also eine Erniedrigung der algebraischen Summe der Einzelkomponenten bei gleichzeitiger Bestrahlung und Belichtung gemessen, die dem Freyschen Beleuchtungseffekt entsprechen.

G. Schmerwitz, Über Prinzip und Messungen bei einer weitgehenden Empfindlichkeitssteigerung der Hebelwaage. (Ein ausführlicher Bericht erscheint in der Zeitschrift für Geophysik, Heft 8.)

In der Geophysik kann man mit der Drehwaage von Eötvös den horizontalen Gradienten der Schwerkraft mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-12} bestimmen. Für die vollständige Bestimmung der Niveauflächen der Schwere sowie für die geophysikalische Bodenforschung ist eine Bestimmung des vertikalen Gradienten mit eben solcher Genauigkeit schon seit langem erwünscht. Die Aufgabe der Bestimmung dieses Gradienten ist gleichbedeutend mit der, den Gewichtsunterschied einer Masse in verschiedenen Höhen zu ermitteln. Die besten Hebelwaagen bleiben jedoch bei einer praktischen Gewichtsverschiebung von etwa 0,5 m noch um den 100fachen Betrag unter der geophysikalisch geforderten Genauigkeitsgrenze.

Diese Forderung dürfte sich erreichen lassen, wenn man auf einer Waage ein Horizontalpendel anbringt, z. B. so, daß es in der Mitte über der Schneide mit dem Horizontalpendelarm senkrecht zum Waagebalken steht. Damit hat man zwei Fortschritte zugleich erzielt: Eine Vergrößerung der absoluten Empfindlichkeit sowie eine Vergrößerung der Ablesegenauigkeit. Die Empfindlichkeit dieser Waage wird dann bestimmt durch die Beziehung:

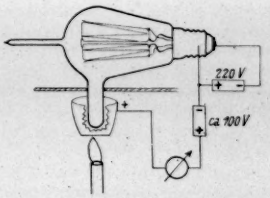
$$\frac{\varphi}{p} = \frac{l}{M \cdot d - c \cdot M_H \cdot l_H},$$

wo im Nenner der Subtrahend $c \cdot M_H \cdot l_H$ durch das Horizontalpendel neu hinzukommt. Hier ist c der Vergrößerungsfaktor des Horizontalpendels, M_H die Masse, l_H die Länge desselben. Demnach kann man jetzt das Ziel — den Nenner beliebig klein zu machen — leicht erreichen, ohne daß man eine der Größen zu extremen Werten treibt. Provisorische Versuche nach diesem Prinzip wurden mit einer alten langarmigen Hebelwaage ausgeführt, die ohne Horizontalpendel eine Empfindlichkeit von 2 Skalenteilen pro 1 mg besaß. Durch Anbringung eines Horizontalpendels (mit Zöllnerscher Aufhängung) von etwa 100 mg Gewicht und einer Achsenneigung von etwa 2^0, wurde die Empfindlichkeit um das 200fache vergrößert. Die Einstellung dieser Waage war bei Arretieren und Desarretieren bis an die Grenze der Ablesegenauigkeit (etwa $\frac{1}{1000}$ mg) reproduzierbar.

Die Durchbildung dieser Horizontalpendelhebelwaage wird an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena vorgenommen.

R. Suhrmann und F. Breyer (Breslau), Vorlesungsversuch zur Demonstration der Wirkung einer monoatomaren Natriumschicht auf die Glühelektronenemission eines Wolframdrahtes.

Bekanntlich tritt eine Verringerung der Elektronenaustrittsarbeit ein, wenn ein elektronegatives Metall von einer dünnen Schicht eines elektropositiven Metalles bedeckt ist. Dies zeigt sich beim lichtelektrischen Effekt in einer Rotverschiebung der langwelligen Grenze, bei



der Glühelektronenemission in einer Vergrößerung des Emissionsstromes bei festgehaltener Temperatur. Die letztere Wirkung kann man durch einen einfachen Vorlesungsversuch demonstrieren.

Man versieht zu diesem Zwecke eine gewöhnliche Glühbirne mit einem seitlichen Ansatz (s. Fig.) und evakuiert sie unter Ausheizen der Glühdrähte möglichst gut.

Am besten eignet sich eine Glühbirne älterer Bauart mit langgestreckten Wolframfäden und der Abschmelzstelle am oberen Ende des Kolbens. Es kommt nun darauf an, ein Alkalimetall in den Kolben hineinzubringen. Der einfachste

Weg hierzu ist die Glaselektrolyse[1]). Man taucht den an den Kolben angeschmolzenen Glasansatz in eine Schmelze aus gleichen Teilen Natriumnitrat und Natriumnitrit (Schmelzpunkt 270° C), die sich in einem eisernen Tiegel befindet, und verbindet den positiven Pol einer 100 Volt Batterie mit dem Tiegel, den negativen Pol mit dem positiven Ende des Glühdrahtes der Birne. Auf diese Weise ist ein Stromkreis entstanden, bei dem der Strom im Vakuum durch die von dem Glühdraht emittierten Elektronen, innerhalb der Glaswand durch Natriumionen transportiert wird. Damit der Glaskolben durch die Bunsenflamme, die unter dem Tiegel steht, nicht zu stark erwärmt wird, schützt man ihn durch eine Asbestscheibe, die für den Glasansatz eine Durchbohrung erhält. Genau oberhalb der Asbestscheibe kondensiert sich nun das Natrium als dünner, silberglänzender Beschlag. Bei einem Stromdurchgang von 10^{-4} Amp. ist nach etwa 2 Stunden genügend Natrium hineinelektrolysiert, so daß der eigentliche Versuch beginnen kann.

Man hält die Temperatur des Salzbades konstant und liest den Emissionsstrom, der durch ein Demonstrationsinstrument geht, ab. Darauf schaltet man den Heizstrom der Glühbirne aus, wartet kurze Zeit, bis sich die Glühfaden abgekühlt haben, und destilliert mit einer kleinen Flamme das Natrium aus dem Glasansatz in den Kolben hinein. Es schlägt sich in einer dünnen, natürlich völlig unsichtbaren Schicht auch auf den Wolframdrähten nieder. Schaltet man nun unter den gleichen äußeren Bedingungen den Glühstrom wieder ein, so findet man, daß der Emissionsstrom auf ein vielfaches des vorigen Wertes, etwa auf das 5 bis 15fache, angestiegen ist. Nach einigen Minuten ist das Natrium wieder abgedampft und die ursprüngliche Emission wieder hergestellt.

1) Warburg, Wied. Ann. **21**, 622, 1884; Marton u. Rostas, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 52, 1929.

Bevor man die Glühbirne zum nächsten Versuch benutzt, befreit man sie dadurch von den letzten Spuren des Natriums, das sich noch auf den Glühdrähten befindet, daß man sie einige Zeit mit der normalen Spannung brennen läßt, während der Anodenkreis geöffnet ist.

Da bei einem etwaigen Springen des Kolbens das flüssige Salz herumspritzen könnte, muß der Beobachter eine Schutzbrille tragen.

E. F. Richter (Halle), Lebensdauermessungen am sichtbaren Quecksilbertriplett $2^3S_1 - 2^3P_{012}$.

Die Entdeckung der Polarisation und der magnetischen Beeinflußbarkeit der stufenweis angeregten sichtbaren Quecksilberlinien[1]) gab einen Weg zur Messung der Lebensdauern der angeregten Zustände. Bei Anwendung eines Magnetfeldes, dessen Kraftlinien senkrecht zu der Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors des Fluoreszenzlichtes verlaufen, tritt allmähliche Depolarisation und Drehung der Polarisationsebene ein. Drehwinkel- und Polarisationsgradmessung ermöglichen eine genauere Bestimmung der Verweilzeit des Atoms im angeregten Zustand. Beide Methoden wurden bei der Messung der Lebensdauern des sichtbaren Quecksilbertripletts $2^3S_1 - 2^3P_{012}$ angewandt. Bei den Versuchen war stets ein Zusatz von 1—2 mm Stickstoff im Fluoreszenzrohr nötig. Der Einfluß des Füllgases auf die Lebensdauer mußte besonders untersucht werden. Der funktionale Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Stickstoffdruck führt zu interessanten Aufschlüssen über den Mechanismus der Anregung. Die bei Stickstoffdrucken über 1,5 mm gemessenen Werte für 4047 stimmen mit den Ergebnissen der Messungen beim Kanalstrahlabklingleuchten gut überein.

1) Hanle u. Richter, Zeitschr. f. Phys. **54**, 811 1929.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des Hörens.

Über das Richtungshören bei einer Zeitdifferenz oder Lautstärkenungleichheit der beiderseitigen Schalleinwirkungen.

(Mitteilung aus dem k. ung. Telegraphentechnischen Versuchsamt, Budapest.)

Von Georg v. Békésy.

1. Einleitung.

Trifft ein Schall das Ohr, so wird die Basilarmembran über das Trommelfell und den Gehörknöchelchen in Schwingung versetzt. Die mit der Durchbiegung der Basilarmembran verbundenen Druckänderungen erregen die Endzellen des Hörnerven, so daß eine Erregungswelle entsteht, die sich über dem Hörnerven zum Gehirn fortpflanzt und schließlich in der grauen Hirnschicht zum Bewußtsein kommt. Für die Theorie des Hörens ist es nun wichtig, wenigstens einige Eigenschaften der Erregungswelle des Hörnerven zu kennen, da dann eine gewisse Trennung der in den Gehirnzonen ablaufenden

Erscheinungen von denen in der Schnecke stattfindenden möglich ist.

Die Erscheinungen des Richtungshörens[1]) sind nun geeignet, diese Fragen zu untersuchen. Denn die Hörnervenfasern von rechts und links vereinigen sich schon ziemlich frühzeitig und es ist offenbar der Zusammenwirkung der beiderseitigen Nervenerregungen das Zustandekommen der Richtungserscheinungen zuzuschreiben, so daß man für diese Stelle der Hörnervenbahn Aussagen über die Größe der Erregung erhält.

Auch für die Meßtechnik besitzen die Erscheinungen des Richtungshörens ein besonderes Interesse, da bei ihnen die sogenannten persönlichen Fehler ein ungewöhnliches Maß erreichen. Sie lassen sich nämlich nicht auf die persönliche Verschiedenheit einiger Konstanten zurückführen, sondern die gesamte Erscheinungsform, die mit großer Bestimmtheit beobachtet wird, ändert sich von Person zu Person und oft auch mit der Zeit vollständig. Für dieses, bei den Prozessen des zentralen Nervensystems typische Verhalten läßt sich zeigen, daß es stets dann entsteht, wenn mehrere Erregungen, hier die von beiden Seiten kommenden, von einer höheren Zellengruppe zu einem einheitlichen Empfinden zusammengefaßt werden. Denn für die Art der Zusammenfassung bestehen oft mehrere Möglichkeiten, abgesehen davon, daß oft mehrere Erregungen nicht zur Geltung kommen. Die eintretende Zusammenfassung wird dabei meist durch kleine Unterschiede der Klangfarbe und der Lautstärke bestimmt, die man meist nicht in der Hand hat, so daß vollständig unübersichtliche und unregelmäßige Änderungen auftreten können. Zieht man jedoch alle möglichen Kombinationen der Erregungen in Betracht und sucht bewußt sie herzustellen, so lernt man allmählich alle Erscheinungsformen kennen und kann nach einiger Übung willkürlich von der einen zur anderen übergehen, womit es gelingt, die verschiedenen Beobachtungen den entsprechenden Kombinationen zuzuordnen, so daß die persönlichen Unterschiede die sich besonders in der Art der Zusammenfassung geltend machten, ausgeglichen werden und die noch übrigbleibenden sich durch entsprechende Verschiedenheit einiger Konstanten beschreiben lassen, womit die Beobachtungen der Messung zugänglich werden.

2. Meßanordnung.

In Fig. 1 ist die Anordnung dargestellt, mit der den beiden Ohren Schalleinwirkungen gegebener Stärke und Zeitdifferenz zugeführt werden können. Mittels des Schalters S lassen sich der Reihe nach ein sinusförmiger Ton beliebiger Frequenz, ein durch einen Schnarrsummer erzeugtes Geräusch und ein kurzer Knall zur Untersuchung heranziehen. Der Knall wird hergestellt, indem sich über die Fernhörer ein Kondensator C auflädt, falls durch Drücken eines Knopfes das Relais R betätigt wird. Nach dem Loslassen des Knopfes entlädt

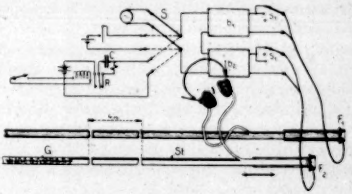


Fig. 1. Röhrensystem zur Herstellung der Zeitdifferenzen.

sich der Kondensator über einen Widerstand. Auf diese Weise wird eine vollständige Gleichheit der einzelnen Knalle erzielt.

Die beiden Eichleitungen b_1 und b_2 dienen dazu, die Stärke der beiden Schallreize einzustellen. Um die beiderseitige Lautstärkengleichheit beurteilen zu können, dient der Schalter S_1, der nacheinander den oberen Fernhörer F_1, dann den unteren F_2 ertönen läßt. Durch Verstellen einer der Eichleitungen läßt sich leicht Lautstärkengleichheit erzielen oder auch ein gegebenes Lautstärkenverhältnis einstellen. In der obersten Stellung des Schalters S_1 sind beide Fernhörer zugleich eingeschaltet.

Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Schallreizen wurde ähnlich wie bei früheren Beobachtern durch eine Weglängendifferenz eines in einer Röhre sich fortpflanzenden Schalles hergestellt. Zu dem Zwecke wurden die beiden Fernhörer F_1 und F_2 schalldicht an je eine Röhre befestigt, die über eine zweite längere Röhre geräuschlos und leicht verschiebbar war. In die längere Röhre mündete in etwa 1,5 m Entfernung vom Ende ein Gummischlauch, dessen anderes Ende zum bequemeren Abhören zu einer Fernhörermuschel ausgebildet wurde. Durch das gegenseitige Verschieben der Fernhörer kann eine Weglängendifferenz hergestellt werden. Damit bei einem Verschieben der Fernhörer keine Schallstärkenänderung eintritt, müssen die Röhren eine große lichte Weite besitzen. Sie berechnet sich daraus, daß bei einer Verschiebung von etwa 40 cm die Schallstärke für die höchste in Betracht kommende Tonfrequenz sich nur um weniger als etwa 5 Proz. ändern darf, damit diese einseitige Schallstärkenänderung noch keine merkliche Richtungsänderung bewirkt. In den meisten Fällen dürfte ein Durchmesser von 3 cm genügen.

[1]) E. M. v. Hornbostel u. M. Wertheimer, Berl. Ber. **20**, 388, 1920; E. M. v. Hornbostel, Psycholog. Forschung IV, 64, 1923. Zusammenfassende Darstellungen: E. M. v. Hornbostel, Das räumliche Hören, Bethes Handb. d. normal. u. pathol. Physiol. XI, Receptionsorgane I, 602; E. Meyer, Geiger-Scheels Handb. d. Physik VIII, 538.

Da bei einer derartigen Röhrenweite die Dämpfung der Schallwellen bei ihrer Fortpflanzung in der Röhre gering ist, so muß man, damit keine Resonanzerscheinungen entstehen nach Möglichkeit jede Reflektion der Wellen meiden, so daß nur ein fortschreitendes Schallfeld entsteht. Es muß daher der Querschnitt des möglichst geradlinigen Röhrensystems konstant bleiben. Man wählt somit die Wandstärke der längeren Röhre an dem Teil, wo die Röhre mit dem Fernhörer überschoben wird, kleiner als 0,2 mm. Ein in die Röhre eingefügter Stab *St* vom gleichen Durchmesser wie das Innere der Gummiröhre, die zum Fernhörer führt, sorgt dafür, daß die durch die Anzapfung der längeren Röhre in ihr entstehende Querschnittserweiterung aufgehoben wird. Das andere Ende der Röhre ist an der Stelle, wo der Stab *St* aufhört, mit lose an einem Faden gebundenen Gazestückchen *G* ausgefüllt, so daß der Wellenzug stark gedämpft wird und eine Reflektion am Röhrenende nicht eintritt.

Die Innenweite des zu den Ohren führenden Gummischlauches wählt man zu etwa 6—7 mm, da dann für den mittleren Frequenzbereich nach W. West[1]) die akustische Impedanz des an die Fernhörermuschel angelegten Ohres ungefähr der des Gummischlauches entspricht, so daß auch hier keine Reflektion entsteht.

Um die Vollständigkeit der Reflektionsfreiheit am Röhrenende zu prüfen, die besonders bei tiefen Frequenzen eine Rolle spielt, da in diesem Falle die Schallwellen durch die etwa 4 m lange Röhrenleitung wenig gedämpft werden, entfernt man die an die beiden Gummischläuche angebrachten Fernhörermuscheln und führt die Schläuche zu einem T-Rohr, dessen dritter Schenkel zum Ohre führt. Polt man den einen Fernhörer um, so gelingt es durch Verschieben und Ändern der Schallstärke des einen Fernhörers die Schallstärke an den beiden Anzapfungsstellen der langen Röhren einander gleich und phasenverkehrt zu machen, so daß beim gleichzeitigen Ertönen beider Fernhörer im T-Rohr ein vollständiges Tonminimum entsteht. Ist die Verteilung der Gazestückchen gut, so daß keine Reflektion am Röhrenende eintritt, so kann man ihre Entfernung z. B. von 4 auf 5 m verlängern, ohne daß eine Änderung des Tonminimums eintritt, da in beiden Fällen ja nur ein fortschreitender Wellenzug vorhanden ist.

Auf die vollständige Reflektionsfreiheit ist sehr zu achten, da sonst, besonders bei dem Knall, eine starke Änderung der Klangfarbe beim Verschieben des Fernhörers eintritt, wodurch die Zusammenfassung der einzelnen Erregungen im Gehirn beeinflußt wird, so daß eine große Zahl der Versuche nur sehr schwer gelingt.

1) W. West, The post office electrical engineers journal, Vol. 21, part 4, 1929; Vol. 22, part. 4, Jan. 1930.

Die geringe Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schallwellen in der Röhre, gegenüber der im Freien, braucht bei der Ermittlung der Zeitdifferenz nicht berücksichtigt zu werden, da sich alle Messungen auf Zeitdifferenzverhältnisse beziehen.

Stellt man nun beiderseitige Lautstärkengleichheit her und verschiebt eine der Röhren mit dem Fernhörer, so beobachtet man bei richtiger Polung der Fernhörer im allgemeinen ein im Raume schwebendes Schallbild, das ganz bestimmt umschrieben ist, etwa 2 cm Ausdehnung hat und sich in einem gewissen Abstand außerhalb des Kopfes bewegt. Besonders beim Knall ist die Erscheinung gut zu beobachten. Mit zunehmender Zeitdifferenz der Schalleinwirkungen wandert das Schallbild immer mehr zur Seite bis bei einer gewissen Zeitdifferenz $\Delta t = k$ das Schallbild fast in die Ohrenachse zu liegen kommt und sich von da ab die Bewegungsgeschwindigkeit bedeutend verkleinert. k bezeichnet man als die Hornbostel-Wertheimersche Konstante.

Für die Messung ist es oft wichtig, die Lage des Bildes im Raume zu fixieren, damit Verschiebungen des Schallbildes, bedingt durch zeitliche Veränderungen des Nervensystems, durch Ermüdung usw., beobachtet werden können. Man führte dies so aus, daß man um den Kopf als Mittelpunkt eine halbkreisförmige Skala anbrachte, an der die Richtung des Schallbildes abgelesen werden konnte. Doch ist dies auf die Dauer sehr ermüdend, abgesehen davon, daß die Richtungsbestimmung sehr ungenau ist, da man nicht weiß, von welchem Mittelpunkt aus man das Schallbild auf die Skala projektieren soll. Besser bewährte sich folgendes:

Erhöht man die Schallstärke des Knalles, so wird der Kreis auf dem das Schallbild wandert, immer kleiner bis für einen gewissen Wert das Schallbild unmittelbar an der Stirnhaut sich zu bewegen scheint. Man hat bei einem Knall vollständig das gleiche Empfinden, wie wenn an der Stirn mit einem stumpfen Gegenstand geklopft würde. Man kann die Stelle genau anfassen und sich so die Richtung sehr gut merken. Für Dauerbeobachtungen wurde die Druckwirkung auf die Stirnhaut durch einen spitzen, für kurze Augenblicke einsetzenden Luftstrom bewirkt, der im gleichen Takte einsetzte wie der Knall, so daß man sehr gut den Luftstrom genau an die Stelle des Schallbildes bringen konnte. Zu diesem Zweck war an dem Bügel der zu einem Fernhörer ausgebildeten Enden der Gummischläuche eine Skala befestigt, siehe Fig. 2, über die eine vertikal nach abwärts gebogene Röhre spielte. Sie besitzt eine Düse, deren Öffnung gegen den Mittelpunkt der Skala weist und der Höhe und Entfernung nach vom Mittelpunkt verstellt

werden kann. Während die Röhre am unteren Ende verschlossen ist, wird am oberen Ende Luft unter Druck zugeführt. Der Luftstrahl muß deshalb pulsierend sein, da eine konstante Druckwirkung sich mit der Zeit infolge Ermüdung sehr rasch verwischt. Es lassen sich mit dieser Anordnung noch Richtungsänderungen bis zu 8o°, von der Mitte aus gerechnet, sehr gut bestimmen.

Die Zweckmäßigkeit der Anordnung erhellt daraus, daß beim Einstellen eines Schallbildes

Fig. 2. Vorrichtung zur Festlegung der Schallrichtung.

derart, daß es mit einem gleichartigen, durch ein zweites Röhrenpaar hergestelltes Schallbild vollkommen zusammenfällt, die Streuung der eingestellten Röhrenlängen ebenso groß ist, wie wenn das Schallbild auf die Druckstelle des Luftstrahles eingestellt wird. Die Leichtigkeit der Beobachtung wird durch die Gleichartigkeit des Tastraumes und des Hörraumes und des ganzen Empfindungscharakters bedingt, die anatomisch auch darin begründet ist, daß das Labyrinth aus einer Einstülpung der Haut entsteht, die sich verhältnismäßig spät von der Haut abschnürt, um sich dann gesondert weiter zu entwickeln.

3. Die Ermüdungserscheinungen.

Werden die Hörnerven einer längeren Reizung ausgesetzt, so verändern sie im allgemeinen etwas ihre Eigenschaften, was man als Ermüdung bezeichnet. Eine Richtungsänderung kann dabei dadurch entstehen, daß die Nervenenden in der Basilarmembran mit zunehmender Ermüdung bei konstanten Druckverhältnissen eine mit der Zeit immer geringer werdende Erregungswelle in das Nervensystem senden. Diese Art der Richtungsänderung ist immer dann beobachtbar, wenn die Schallstärke in beiden Ohren ungleich ist. Es tritt dann eine raschere Ermüdung des stärkeren Schalles ein[1]), womit sich die Schallstärken scheinbar ausgleichen, so daß das durch die Lautstärkenungleichheit seitlich abgelenkte Bild allmählich der Mitte zu wandert. Dieses Wandern nach der Mitte ist nicht nur bei einem Dauerton, sondern ebensogut bei einer plötzlich einsetzenden Knallfolge zu beobachten, wo bis etwa zum fünften Knall ein merkliches Wandern vorhanden ist, wenn der Zeitabstand zwischen den aufeinanderfolgenden Knallen 1,0 Sek. beträgt. Diese Veränderung läßt sich vollständig kompensieren, wenn man die durch die Ermüdung eintretende Lautstärkenabnahme durch eine entsprechende Erhöhung der Schallstärke ausgleicht.

Es ist jedoch auch denkbar, daß durch die Ermüdung die Ansprechzeit der Nervenenden oder die Nervenleitungsgeschwindigkeit der Erregungswellen beeinflußt wird, so daß eine Richtungsänderung durch die entstehende Zeitdifferenz entsteht. Es läßt sich jedoch zeigen, daß weder bei einem Dauerton, bei dem wohl die Ansprechzeit nicht in Betracht kommt, noch bei einem Knall, wo außer der Nervenleitungsgeschwindigkeit auch die Ansprechzeit der Nervenenden eine Rolle spielt, keine Richtungsänderung durch vorhergehende Ermüdung des einen Ohres eintritt, wenn stets dafür gesorgt wird, daß die Lautstärkenverhältnisse in beiden Ohren durch die einseitige Ermüdung nicht geändert werden. Die bei der Ermüdung entstehenden Richtungsänderungen sind somit ausschließlich den Lautstärkenänderungen zuzuschreiben. Daß keine Änderung der Nervenleitungsgeschwindigkeit eintritt bestätigt die bekannte Erfahrung, daß das zentrale Nervensystem unverhältnismäßig weniger ermüdbar ist, wie die Nervenenden.

Zur Ausführung der Beobachtungen bei einem Dauerton dient die Schaltung in Fig. 3:

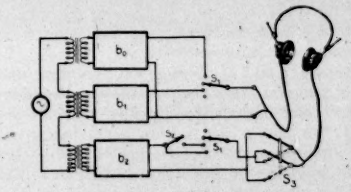


Fig. 3. Schaltung zur Messung des Einflusses der Ermüdung auf die Hörrichtung.

Bei nach oben geschaltetem Schalter S_2 stellt man die Eichleitungen b_1 und b_2 so ein, daß beim Hin- und Herstellen des Schalters S_1 auf den beiden untersten Stufen in den beiden Fernhörern Lautstärkengleichheit vorhanden ist.

1) G. v. Békésy, Physik. Zeitschr. **30**, 115, 1929.

Schaltet man hierauf S_2 nach unten und S_1 auf die zweitunterste Stufe, so ertönen beide Fernhörer gleichzeitig und man beobachtet bei ihrer richtigen Polung, die durch den Schalter S_3 eingestellt werden kann, ein Schallbild, das meist nur wenig von der Mitte abweicht. Man stellt nun S_1 ganz nach oben und ermüdet das eine Ohr zwei Minuten lang mit einem Ton, dessen Stärke durch die Eichleitung b_0 eingestellt wird und 10 Dyn/cm² beträgt. Hierauf stellt man durch Vorversuche fest, um wieviel b_1 geändert werden muß, damit durch die Ermüdung die Lautstärkengleichheit in beiden Ohren nicht geändert wird, zu welchem Zwecke man bei ausgeschaltetem S_2, S_1 nacheinander auf die vier Stufen bringt. Auf der zweiten Stufe, bei der keine Schalleinwirkung vorhanden ist, verweilt man zweckmäßig 1,0 Sek., da unmittelbar nach der Ermüdung sich die Lautstärke verhältnismäßig rasch mit der Zeit ändert und somit kein exakter und reproduzierbarer Lautstärkevergleich möglich ist. Auf den beiden untersten Stufen verweilt man etwa 0,5 Sek. Nach diesen Vorbereitungen läßt sich nun zeigen, daß nach der Vorermüdung beim Umschalten des Schalters S_1 auf die zweitunterste Stufe, bei eingeschaltetem S_2 und eingehaltener Pause von 1,0 Sek., sich das Schallbild im Augenblick des Umschaltens genau an der ursprünglichen Stelle befindet und allmählich weiter wandert, in der Weise, wie sich das Ohr von der Ermüdung erholt. Durch Verstellen von b_1 kann man das Bild wiederum in die Mitte zurückbringen und sich überzeugen, daß jedesmal wenn sich das Bild in der Ausgangsstelle befindet, auch Lautstärkengleichheit vorhanden ist. Um möglichst große Ermüdungen zu erhalten, war dabei der Ermüdungston zehnmal größer wie der Beobachtungston. Wiederholt man den Versuch mit einer Knallfolge, so verwendet man zur Vorermüdung zweckmäßig die gleiche Knallfolge nur mit bedeutend kleinerem Zeitabstand der sich folgenden Knalle.

Bartlett und Mark[1]) haben gefunden, daß durch längeres Beobachten eines Schallbildes die Richtung eines darauffolgenden gleichartigen Schallbildes beeinflußt werden kann, indem ein lang ertönendes extrem seitliches Schallbild ein darauf folgendes in der Mitte befindliches Bild nach der entgegengesetzten Seite verschiebt. Um diese Erscheinung zu beobachten, polt man beim gleichzeitigem Ertönen beider Fernhörer und Lautstärkengleichheit einen der Fernhörer um. Es erscheint dann das Schallbild extrem seitlich, wenn die Frequenz des Tones zwischen 800 und etwa 300 Hz liegt. Zu tiefe Frequenzen darf man nicht nehmen, da bei ihnen eine Phasenumkehr einer so großen Zeitdifferenz gleichkommt, daß ein Bildzerfall eintritt und die Schalleinwirkungen in beiden Ohren gesondert gehört werden. Schaltet man hierauf nach einer gewissen Zeit S_3 um, so daß die Fernhörer wiederum richtig gepolt sind, so erscheint das Schallbild genau an der gleichen Stelle, wo es gewöhnlich erscheint, so daß eine Nachwirkung des einen Schallbildes auf das folgende nicht beobachtet werden kann. Auch bei Herstellung der Zeitdifferenz mittels des Röhrensystems an Stelle des Umpolens ergab sich das gleiche Ergebnis.

Ist jedoch das Röhrensystem eng, so läßt sich eine derartige Erscheinung oft beobachten. Denn stellt man auf Zeitgleichheit und Lautstärkengleichheit ein, so erscheint das Schallbild in der Mitte. Verlängert man nun die Röhre des rechten Fernhörers, so wandert das Bild nach links. Beobachtet man nun längere Zeit diese Richtung, so wird das rechte Ohr weniger ermüdet wie das linke, da wegen der größeren Röhrenlänge rechts die Schallstärke etwas kleiner ist. Macht man hierauf die Röhrenlängen wiederum einander gleich, so erscheint daher der rechte Ton etwas lauter, was eine Verschiebung des Schallbildes nach rechts bewirkt.

Jedoch nicht nur für ein in der Mitte befindliches Bild läßt sich zeigen, daß durch gleichartige beiderseitige Ermüdung, unabhängig von der Richtung des ermüdenden Schallbildes, keine Richtungsänderung entsteht, sondern für jede beliebige Bildrichtung[1]). Man kann dies auch so ausdrücken, daß die Hornbostel-Wertheimersche Konstante k durch Ermüdung nicht geändert wird.

4. Die Bahnen des Schallbildes.

In Fig. 4 ist dargestellt, wie sich bei einer Änderung der Zeitdifferenz das Schallbild bewegt. Mit

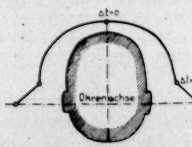


Fig. 4. Die von dem Schallbild beschriebene Bahn bei einer Zeitdifferenzänderung.

zunehmender Zeitdifferenz wandert das Bild von der Mitte aus bogenförmig nach rückwärts bis bei einer gewissen Zeitdifferenz $\Delta t = k$ die Bewegungsrichtung sich plötzlich ändert und das Schallbild in einem scharfen Knick sich vom

1) Bartlett u. Mark, Brit. J. Psychol. **13**, H. 2, 215—218, 1922. Zugänglich war mir nur, Ber. ü. d. ges. Physiol. **25**, 244, 1923.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Vgl. hierzu Pattie jr. Frank A., Ber. ü. d. ges. Physiol. **52**, 310, 1929.

Kopfe zu entfernen beginnt, wobei nur eine ganz geringe Bewegung nach rückwärts stattfindet. Ist die Zeitdifferenz $\Delta t = 2k$ erreicht, so hört auch diese Bewegung auf und das Schallbild bleibt bei weiterer Zeitdifferenzvergrößerung vollkommen ruhig stehen bis schließlich der Bildzerfall eintritt. Die ganze Bildverschiebung erstreckt sich somit auf einen Zeitraum von $2k$, wobei in der Halbzeit die Knickstelle der Schallbahn erreicht wird. Dies bestätigen die in der Tab. I für vier Personen bei verschiedenen Schallstärken erhaltenen Mittelwerte der Röhrenverschiebungen die notwendig waren um das Schallbild vom Knick bis zur Mitte und vom Knick bis zur extrem seitlichen Lage zu verschieben.

Tabelle I.

Röhrenverschiebung von der Mitte bis zum Knick	Röhrenverschiebung vom Knick bis zur extrem seitlichen Lage	Verhältnis beider Röhrenverschiebungen
8,25	10,9	1,32
7,2	7,6	1,05
21,6	19,0	0,88
14,2	13,7	0,97
	Mittel:	1,06

Viele Personen können bei einer Verkleinerung der Zeitdifferenz den Beginn der Bewegung bei $\Delta t = 2k$ nur sehr schlecht beobachten, so daß sie bis zu $\Delta t \leqq 1{,}5\,k$ gelangen und erst hier eine Veränderung gegenüber der extrem seitlichen Lage bemerken. Besonders bei großen Lautstärken ist dies häufig, da dann das Schallbild verschwommen und breit erscheint, so daß man geringe Verschiebungen schlecht beurteilen kann. Andere Personen jedoch stellen wiederholt die Röhrenverschiebungen auf einen Zentimeter genau ein und bei diesen waren die beiden Röhrenverschiebungen einander stets gleich.

Die gesamte Bewegungsbahn des Schallbildes liegt in einer Ebene, die bei kleinen Lautstärken horizontal liegt, mit zunehmender Lautstärke neigt sie sich jedoch vorn nach oben, derart, daß bei großen Lautstärken sich das Schallbild in einem vertikal stehenden Halbkreis bewegt. Weiter entfernen sich mit zunehmender Lautstärke die beiden Knickpunkte der Schallbahn von der Ohrenachse immer mehr, so daß die Knickstellen eine immer kleinere seitliche Ablenkung darstellen, wobei gleichzeitig die gesamte Ausdehnung der Schallbahn immer kleiner wird und sich schließlich ganz in das Innere des Kopfes hinein zieht.

Für die Beobachtung dieser Erscheinungen verwendet man am besten eine dauernde Knallfolge, da bei ihr die Richtungen am besten beobachtbar sind. Man stellt sie, wie in Fig. 5 dargestellt ist, mittels eines mit etwa 1 Umdr/Sek. rotierenden Unterbrechers her, der wiederum durch die Aufladung eines Kondensators über die Eichleitungen und Fernhörer den Knall erzeugt. Dabei dient der Schalter S_0 zur Herstellung der beiderseitigen Lautstärkengleichheit, während durch Umschalten von S_1 die Lautstärke des Schallbildes geändert werden kann. Bei einer derartigen Lautstärkenerhöhung eines durch eine

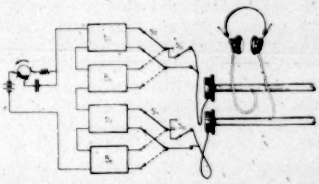


Fig. 5. Messung des Einflusses der Schallstärke auf die Bildrichtung.

Zeitdifferenz seitlich verschobenen Schallbildes beobachten nun die meisten Personen, daß sich die Ablenkung von der Mitte merklich verkleinert. Dies rührt davon her, daß mit zunehmender Lautstärke k zunimmt, so daß gemäß der von E. M. v. Hornbostel gefundenen Beziehung $\Delta t = k \sin \varphi$, in der φ die Ablenkung von der Mitte angibt, bei festgehaltener Zeitdifferenz sich eine geringere Ablenkung ergibt. Die entsprechende Änderung von k kann man daraus ermitteln, daß man für das stärkere Schallbild die Zeitdifferenz Δt solange vergrößert, bis die Ablenkung der des schwächeren Bildes gleichkommt, wobei sich dann die beiden k wie die entsprechenden Zeitdifferenzen verhalten.

Genauere Werte erhält man jedoch, wenn man bei unveränderter Lage der einen Röhre

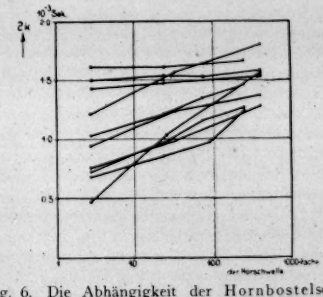


Fig. 6. Die Abhängigkeit der Hornbostelschen Konstanten k von der Schallstärke.

die Verschiebung der anderen Röhre bestimmt, die notwendig ist, um von der einen Knickstelle der Schallbahn zu der anderen zu gelangen. In Fig. 6 ist die entsprechende Zeitdifferenz $2k$ für verschiedene Personen in Abhängigkeit von der

Schallstärke aufgetragen. Wie sich zeigt, ist die Abhängigkeit sehr verschieden, gemeinsam ist ihnen jedoch, daß sich k ungefähr proportional mit dem Logarithmus der Schallstärke bezogen auf die Hörschwelle verändert. Auch verändern sich die Werte mit der Zeit meist stark.

Auffallend ist bei einigen Beobachtern, daß sich k mit der Reizstärke fast gar nicht ändert. Es ist daher bei ihnen auch k von etwa vorher eingetretenen Reizungen unabhängig, so daß sich auch zeitlich eine auffallende Konstanz der Werte ergibt. Es liefern daher diese Beobachter die besten Werte bei Reihenmessungen.

Die Schallstärkenabhängigkeit von k ist ein geeignetes Mittel um durch eine einfache Messung aus den vorhandenen Beobachtern die geeignetsten für Reihenmessungen heraus zu suchen, die meist nach einiger Übung mit wenigen Messungen das leisten was sonst nur aus Mittelwerten einer größeren Meßreihe erhalten werden kann. Offenbar steht diese geringe Beeinflußbarkeit der Nerventätigkeit durch die Reizstärke in einem allgemeinen Zusammenhang mit den Eigenschaften des übrigen Nervensystems.

Kehren wir nun zu den Bahnen des Schallbildes zurück. Bewegt sich eine Schallquelle im Raume, so können wir mit geschlossenen Augen ganz genau angeben, wo sich die Schallquelle momentan befindet, wie weit entfernt sie ist, ob sie vorn oder rückwärts liegt usw. Werden nun die beiden Ohren nicht von den durch eine wirkliche Schallquelle erzeugten, Schallwellen getroffen, sondern von den in der Meßanordnung hergestellten, so fallen eine Reihe von charakteristischen Merkmalen weg, die bei der Schallquelle im Raume die Entfernung, Lage usw. zum Bewußtsein brachten. Denn in der Meßanordnung kann nur die Größe der Schallstärke, ihr gegenseitiges Verhältnis in beiden Ohren und die Zeitdifferenz als veränderbare Eigenschaft der Schallgebung angesehen werden. Während nun die Entfernung der Schallquelle im Raum durch derzeit noch nicht bekannte Eigenschaften des Schallfeldes bestimmt wird, so ist sie in der Meßanordnung durch die Lautstärke eindeutig bestimmt. Je geringer die Lautstärke, um so größer die Entfernung des Schallbildes vom Kopf, wobei diese Entfernungsempfindung durchaus den Charakter eines eindeutigen Empfindens hat. Dagegen wird bei der Lautstärkengleichheit der beiderseitigen Reizungen durch die Zeitdifferenz der Schalleinwirkung wohl die seitliche Lage des Schallbildes, sowohl nach rechts wie nach links bestimmt, dagegen bleibt es unentschieden, ob sich das Schallbild vorn oder rückwärts befinden soll. Es ist daher zu erwarten, daß man willkürlich sich das Schallbild bald vorn oder rückwärts wird vorstellen können.

Bei den analogen optischen Erscheinungen ist es bekannt, daß beim Betrachten einer auf eine Ebene gezeichneten plastischen Figur, falls nicht durch besondere Schattierung oder Überschneidungen ihre räumliche Anordnung gegeben ist, man meist die fehlende dritte Dimension nach Gutdünken als eine Erhöhung oder Vertiefung der Zeichnung auffassen kann. Betrachtet man z. B. die in Fig. 7 dargestellte

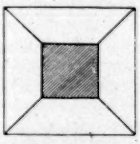


Fig. 7. Die optischen Inversionsmöglichkeiten.

abgestumpfte Pyramide, deren abgestumpfter Teil durch die schraffierte Fläche dargestellt ist. Je nach der Auffassung kann man sich vorstellen, daß die schraffierte Fläche oberhalb oder unterhalb der Zeichenebene liegt, so daß sich die Pyramide einmal nach oben oder nach unten zuspitzt. Es ist jedoch auch noch eine dritte Auffassung möglich, bei der die Tiefen- oder Höhenwirkung unberücksichtigt bleibt und die Figur als eben erscheint. Sie stellt dann einen weißen Rahmen dar, dessen Mitte schraffiert ist. Man bezeichnet diesen Übergang aus der einen in die andere Auffassung als optische Inversion.

Tatsächlich gibt es Personen, die das Wandern des Schallbildes nicht vorn, sondern hinten im Nacken beobachten, auch gelingt es meist das Schallbild willkürlich von rückwärts nach vorn oder umgekehrt springen zu lassen. In Fig. 8

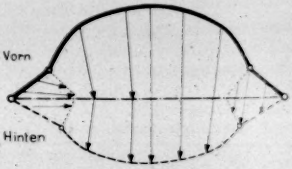


Fig. 8. Inversionsmöglichkeiten der Schallbildbahn.

ist die vordere und die hintere Schallbahn durch die stark ausgezogene und die gestrichelte Kurve dargestellt in der Form, wie sie etwa bei einer tausendmal größeren Schallstärke als die Hörschwelle im Mittelwert erhalten wird. Die hintere Schallbahn ist dabei bedeutend flacher wie die vordere, der beobachtete Abstand der beiden Knickstellen etwas kleiner, jedoch ist in der Ausdehnung und Bestimmtheit des Schallbildes kein Unterschied merkbar.

Sollte das Springen des Schallbildes von der einen zur anderen Bahn durchaus nicht gelingen,

so kann man folgendermaßen verfahren. Man stellt in über 5 m Entfernung rückwärts eine Schallquelle auf, z. B. ein Metronom. Man hört ihn dann ganz deutlich umschrieben hinten ertönen. Bringt man nun die beiden Hände gleichförmig derart an die beiden Ohren heran, daß sie gleichsam eine Vergrößerung der Ohrenmuschel darstellen, so erscheint der Schall plötzlich von vorn zu kommen, besonders wenn man die Ohrenmuschel und die Hände nach vorwärts wölbt. Mit der Zeit gelingt es, das Schallbild bei einer gewissen Stellung der Hände willkürlich nach vorn oder hinten springen zu lassen, ohne dabei die Hände zu bewegen. Vielen gelingt es auch ohne Gebrauch der Hände das Bild springen zu lassen, wobei sich die Entfernung des Bildes vom Kopfe nicht ändert. Dies spricht nur für die bekannte Erscheinung nach der beim Zusammensetzen mehrerer Komponenten einige unterdrückt oder willkürlich ergänzt werden können. In diesem Falle werden die kleinen Verzerrungen an der Ohrenmuschel, mit denen beim gewöhnlichen räumlichen Hören vorn und rückwärts unterschieden wird, unterdrückt.

Die Analogie zwischen optischer und akustischer Inversion erstreckt sich jedoch noch weiter. Denn geradeso, wie in der Optik es drei Inversionen gibt, von denen die eine um eine Dimension weniger besitzt, so sind auch beim Hören drei Schallbahnen vorhanden. Da die beiden ersten Bahnen ebene Kurven darstellen, so ist die dritte Bahn eine gerade Linie. Sie ist in der Fig. 8 durch die strich-punktierte Gerade dargestellt; die parallel der Ohrenachse in etwa 1 cm Abstand von ihr verläuft.

Um sie experimentell leicht aufzufinden, beobachtet man zunächst die Ohrenachse, indem man abwechselnd den einen und den anderen Fernhörer ertönen läßt. Hierauf läßt man das Schallbild aus einer extrem-seitlichen Lage langsam gegen die Mitte wandern, wobei man die Lage des Schallbildes in der Nähe der Ohrenachse erwartet. Hat man einmal diese Schallbahn beobachtet, so gelingt es leicht sie wiederholt aufzufinden.

Man kann nun von vorn auf die mittlere Bahn und von hier auf die hintere Bahn springen, wie es in Fig. 8 durch die eingezeichneten Pfeile angegeben ist. Dabei ist die Sprungrichtung von der vorderen zur hinteren Bahn oder zurück, etwas schwach geneigt, wobei die Neigung in der Nähe der Knickstellen ihr Maximum von etwa 15^0 als Durchschnittswert erreicht. Springt man zuerst auf die geradlinige Schallbahn, so wird die Neigung noch größer, indem sich das Bild der Mitte zu nähert und beim Weiterspringen sich wiederum entfernt. Diese Einknickung des Linienzuges nach innen wurde bei allen beobachtet, ausgenommen bei einem Beobachter.

Außer diesen drei Inversionsmöglichkeiten besteht noch eine, die sich jedoch nur auf das Gebiet $\Delta t = k$ bis $\Delta t = 2k$ bezieht. Vergrößert man nämlich von der Knickstelle beginnend die Zeitdifferenz, so wird in der Literatur oft angegeben, daß das Bild nicht nach außen, sondern nach dem Innern des Kopfes wandert. Beide Bahnen lassen sich invertieren, so daß das Bild, in einer der Ohrenachse fast parallelen Richtung, hin- und herspringt. Je weiter das Bild vom Knick entfernt ist, desto größer wird die Sprungweite. Beim Knick hört sie auf. Diese Inversion kann man sowohl auf der vorderen, wie auf der hinteren Schallbahn ausführen, nicht dagegen auf der geradlinigen mittleren Bahn, wo bei einer Vergrößerung der Zeitdifferenz sich das Schallbild stets vom Kopfe entfernt.

Im allgemeinen ist zu bemerken, daß die Inversion um so leichter gelingt, je größer der Unterschied zwischen den zu invertierenden Bildern ist. Da sich die Bilder nach Überschreiten der Knickstellen einander stark nähern und somit voneinander immer schlechter räumlich getrennt werden können, so wird die Inversion sehr schwer.

Sämtliche Bahnen liegen in einer Ebene. Das Springen des Schallbildes, besonders eines in der Mitte befindlichen, von der vorderen zur rückseitigen Bahn kann besonders gut dazu dienen, um die Neigung der Ebene der Schallbahnen zu bestimmen, indem man einen längeren Stab um eine der Ohrenachse parallele Achse drehbar macht und die Richtung des Stabes möglichst der Sprungrichtung gleich zu machen sucht, deren Neigung man am Stabe dann ablesen kann.

Für die Meßtechnik des Richtungshörens besitzt nun die geradlinige Schallbahn eine große Bedeutung. Will man nämlich die Beziehung zwischen Zeitdifferenz und Richtungsänderung bestimmen, so ist auf der vorderen Schallbahn eine genaue Festlegung der Hörrichtung sehr schwierig da man den Winkel bestimmen muß, den eine durch das Schallbild und den Mittelpunkt des Kopfes gehende Gerade mit der Mittelebene einschließt. Ist nun schon die Schätzung dieses Winkels oder ihre Ablesung, an einer um den Kopf angebrachten Skala, sehr schwer, so ist eine genaue Festlegung des Mittelpunktes auf den man die Richtungen beziehen kann noch schwieriger. Außerdem ist die Form der vorderen Schallbahn bei verschiedenen Personen sehr verschieden und ändert sich auch merklich mit der Schallstärke. Bei der geradlinigen Schallbahn jedoch sind diese Schwierigkeiten nicht vorhanden denn sie ist bei allen Beobachtern gleich, ihrer Form nach unabhängig von der Lautstärke und die geradlinigen Verschiebungen des Schallbildes können von den meisten Beobachtern, nach einiger Übung im Schätzen von Längen, recht genau bestimmt werden.

Um nun die einer Zeitdifferenz entsprechende Bildverschiebung auf der geradlinigen Bahn zu bestimmen, verwendet man zweckmäßig die Schaltung in Fig. 9. Sie besteht aus je zwei gleichartigen Röhrenpaaren, die unabhängig voneinander jede ein Schallbild erzeugen. Schaltet man S_1 ganz nach oben, so ertönt, wenn sich S_2 auf der zweituntersten Stufe befindet, das obere Röhrenpaar, an der zweiten Stufe das untere Röhrenpaar und auf der dritten die beiden

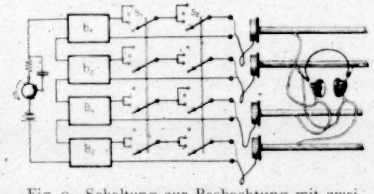


Fig. 9. Schaltung zur Beobachtung mit zwei Schallbildern.

Schallbilder zusammen. Durch die Eichleitungen b_1 und b_2 bzw. B_1 und B_2 kann durch Verstellen des Schalters S_2 auf den beiden obersten Stufen die Lautstärkengleichheit rechts und links für jedes Schallbild gesondert eingestellt werden. Außerdem stellt man B_1, B_2 so ein, daß S_2 auf eine der beiden obersten Stufen gestellt, bei einer Verstellung von S_1 auf den beiden obersten Stufen keine Lautstärkenänderung entsteht, so daß die Lautstärke der beiden Schallbilder einander auch gleich wird. Die richtige Polung der Fernhörer ist ebenfalls nicht zu vergessen.

Nun stellt man das obere und untere Röhrensystem so ein, daß die beiden Schallbilder genau in der Mitte erscheinen, hierauf verschiebt man die unterste Röhre z. B. um einen gewissen Betrag Δt, so daß das untere Schallbild seitlich zu liegen kommt. Durch Umschalten von S_1 auf den beiden obersten Stufen, wobei sich S_2 auf der zweituntersten Stufe befindet, wird bald das eine, bald das andere Schallbild eingeschaltet, so daß man, an einem Maßstab verschiebbare, Marken sehr gut so einstellen kann, daß sie den gleichen Abstand besitzen wie die Sprungweite des Bildes. Zur Kontrolle der Genauigkeit mit der die Verschiebungen geschätzt werden, bestimmt man die Bildverschiebung von der Mitte bis zur Knickstelle, die stets gleich sein muß der Summe der Verschiebungen von der Mitte bis zu einem beliebigen Bildpunkt und von hier bis zur Knickstelle. Bei den Messungen der Bildverschiebungen ist es zweckmäßig, den Schalter S_1 automatisch in etwa je 5 Sek. umschalten zu lassen.

In Fig. 10 sind für mehrere Beobachter die Mittelwerte der den Zeitdifferenzen entsprechenden Bildverschiebungen eingetragen. Die Zeitdifferenzen wurden dabei auf die mittlere Zeitdifferenz der Knickstelle von $\Delta t = 15$ cm bezogen. Es besteht eine ausgesprochene Proportionalität zwischen den beiden Größen, die auch in dem Gebiet außerhalb der beiden Knickstellen erhalten bleibt. Nur ist für dieses Gebiet der Proportionalitätsfaktor ein anderer. Auch pflegt der Proportionalitätsfaktor rechts und links nicht der gleiche zu sein, so daß man beide Seiten gesondert behandeln muß und Bildverschiebungen von der einen auf die andere Seite möglichst meidet. Die Schallstärke des verwendeten Knalles war dabei das Hundertfache der Hörschwelle.

Die Proportionalität kann man auch dadurch erweisen, daß man die eine Röhre aus der Mittelstellung um einen gewissen Betrag verschiebt, sich die entsprechende Sprungweite merkt und nun die Röhre so einzustellen sucht, daß die Sprungweite bei der Verschiebung aus der Mitte die Hälfte beträgt. Es ist dann die Röhrenverschiebung auch halb so groß.

Da die Verschiebung im Gebiet außerhalb der beiden Knickstellen proportional der Zeitdifferenz ist, so läßt sich eine der Hornbostel-Wertheimerschen Konstante k analoge Konstante h für dieses Gebiet angeben. Ihr Größenverhältnis zu k bestimmt man dadurch, daß man

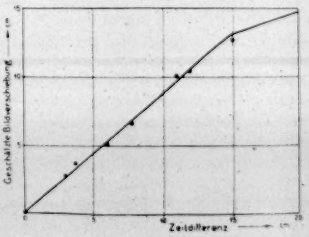


Fig. 10. Die geschätzte Bildverschiebung auf der geradlinigen Schallbahn ist der Zeitdifferenz proportional.

die Bildverschiebung von der Knickstelle bis zur extrem-seitlichen Lage vergleicht, mit der Verschiebung von der Mitte bis zur Knickstelle. Für das Hundertfache der Hörschwelle ergab sich im Mittel

$$h = 0{,}35\ k.$$

Einige Einzelwerte verschiedener Beobachter sind in der Tabelle II enthalten.

Tabelle II.

$h/k = 0{,}318$
0,385
0,435
0,267
0,365
0,316

Bei größeren Schallstärken wird die Bestimmung ungenau, da das Schallbild verschwommen ist und die Verschiebungen nicht mehr genau abgeschätzt werden können. Zur Kontrolle der gemessenen Verschiebungen mißt man auch die Verschiebung von der Mitte bis zur extrem seitlichen Lage, die gleich der Summe von k und k sein muß.

Die Schaltung in Fig. 9 kann man gleichzeitig benutzen um die Zeitdifferenz der extrem-seitlichen Lage genau zu bestimmen. Man stellt hierzu die beiden Röhrensysteme bei Lautstärkengleichheit auf eine übermäßig große Zeitdifferenz $\Delta t > 2k$ ein und verkleinert die Zeitdifferenz des einen Röhrensystems bis zu jenem Wert wo bei einem Umschalten von S_1 gerade noch keine Bildverschiebung beobachtet werden kann. Voraussetzung ist jedoch, daß die Klangfarbe aller vier verwendeten Fernhörer vollkommen gleich ist. Nach dieser Methode bestätigen alle Beobachter, daß die extrem-seitliche Lage bei $\Delta t = 2k$ erreicht wird.

Um ein Bild von den Maßen der vorderen Schallbahn bei verschiedenen Beobachtern zu erhalten, wählt man die Lautstärke so, daß das Schallbild vorn außerhalb dem Kopfe in unmittelbarer Nähe der Stirnhaut liegt. Um ihre Entfernung von der Haut zu ermitteln, legt man einen kleinen Maßstab senkrecht auf die Kopfoberfläche und sucht durch Verschieben des Daumens längst des Maßstabes die Entfernung zu schätzen. Für kleine Entfernungen gelingt dies ziemlich gut.

Um die Entfernung der seitlichen Punkte vom Kopfe zu erhalten, stellt man sich zunächst eine Drahtform her, die sich überall an den Kopf anschmiegt und in der Schallbahnebene liegt. Hierauf stellt man unter Beibehaltung der Lautstärke eine gewisse Zeitdifferenz her, bringt den Maßstab längst der Drahtform an die Stelle, von wo das Bild ertönt und bestimmt wie oben die Entfernung von der Drahtform. Sind für verschiedene Punkte der Drahtform die senkrechten Entfernungen des Schallbildes bekannt, so zeichnet man die Drahtform auf, wie in Fig. 11 durch die stark ausgezogene Kurve geschehen ist und trägt dazu die beobachteten senkrechten Entfernungen des Schallbildes auf, deren Endpunkte schließlich miteinander verbunden die Form der Schallbahn in ziemlich gut reproduzierbarer Weise darstellen, wobei die Ohrenachse durch die beiden Fernhörer angegeben ist.

Es zeigt sich, daß die beiden eingezeichneten Schallbahnen, die innerste und äußerste der erhaltenen, im Mittelwert durch einen Halbkreis ersetzt werden können, dessen Mittelpunkt M etwa im Kopfmittelpunkt liegt. Da es sich weiter zeigte, daß die Sprungrichtung von der geradlinigen mittleren Bahn nach vorne fast senkrecht erfolgt und außerdem sich das Schallbild auf der Geraden proportional der Zeitdifferenz verschiebt, so folgt, daß näherungsweise zwischen der Richtungsänderung φ und der Zeitdifferenz Δt die von Hornbostel aufgestellte Beziehung besteht, $\Delta t = k \sin \varphi$, wobei k die Zeitdifferenz für die Knickstelle angibt.

Eine Kontrolle der erhaltenen Schallbahn ergibt sich, wenn man für eine gegebene Stelle der Drahtform durch kleines Ändern der Zeitdifferenz die Richtung zu ermitteln sucht, in der sich das Schallbild an jener Stelle bewegt. Es

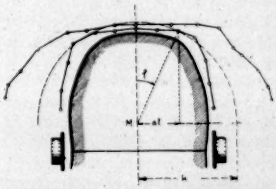


Fig. 11. Form der vorderen Schallbildbahn für verschiedene Beobachter und ihre näherungsweise Darstellung durch einen Halbkreis.

gelingt oft gut, etwa einen horizontal drehbaren Stab der Bewegungsrichtung parallel zu machen. Mißt man dessen Richtung aus, so muß sie mit der Richtung der Tangente der Schallbahn übereinstimmen. Exakte Werte ergeben sich nur bei möglichst kleinen Verschiebungen der Röhre.

Bei diesen Beobachtungen ist besonders darauf zu achten, daß die Lautstärke in beiden Ohren gleich groß ist, da sonst eine unsymmetrische Verzerrung der Schallbahn eintritt.

Der Mittelpunkt des Halbkreises, der die vordere Schallbahn ersetzt, stimmt ziemlich gut

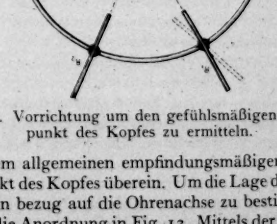


Fig. 12. Vorrichtung um den gefühlsmäßigen Mittelpunkt des Kopfes zu ermitteln.

mit dem allgemeinen empfindungsmäßigem Mittelpunkt des Kopfes überein. Um die Lage des letzteren in bezug auf die Ohrenachse zu bestimmen, dient die Anordnung in Fig. 12. Mittels der beiden Stangen S_1 und S_2 wird der Kopf so befestigt, daß die Ohrenachse in die Richtung der Stangen fällt. Die Röhren R_1 und R_2 sind um vertikale Achsen in einer Ebene drehbar, die um etwa 10 cm unterhalb der Ohrenachse liegt, so daß ihre

Richtungen gut übersehen werden können. Nun dreht man die Röhren solange hin und her, bis man beim Draufsehen das Empfinden hat, daß sie gerade durch die Mitte des Kopfes gehen, was eine gut definierte Empfindung darstellt. Hierauf verlängert man die Röhren, durch Einschieben eines passenden Stabes bis zu ihrem Schnittpunkt, der wie die Messungen zeigen, im Durchschnitt um 4,5 cm vor der Ohrenachse liegt, was mit einer Genauigkeit von 1,0 cm eingestellt wird.

Bei dieser gefühlsmäßigen Ausmessung des Mittelpunktes spielt der Sehraum die Hauptrolle, dessen Mittelpunkt somit mit dem Mittelpunkt des Halbkreises bei mittleren Schallstärken fast zusammenfällt. Jedoch stellt der Mittelpunkt des Halbkreises nicht den Mittelpunkt des Hörraumes dar, sonst müßte man einen einohrigen Schall, dessen Schallbild einige Zentimeter innerhalb des Kopfes auf der Ohrenachse liegt, bereits als einen von rückwärts kommenden Schall auffassen, was nicht eintritt. Dafür spricht auch, daß beim Springen des Schallbildes von der vorderen auf die rückseitige Bahn, die Richtungsablenkung des Schallbildes aus der Mittelebene zunimmt, was, wie die Fig. 13 zeigt, durch

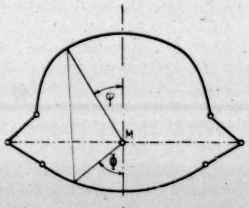


Fig. 13. Den korrespondierenden Schallbildern auf der vorderen und hinteren Schallbahn entsprechen verschiedene Richtungsablenkungen von der Mitte.

die geringere Entfernung der hinteren Schallbahn von der Ohrenachse bedingt ist, auf der der Mittelpunkt des Hörraumes zu liegen scheint.

Durch diese Abweichung des Hörraummittelpunktes von dem Mittelpunkt M in Fig. 11, durch die großen persönlichen Abweichungen der Schallbahn von der Kreisform entstehen Richtungsfehlweisungen, indem die beobachtete Ablenkung φ nicht mehr der Gleichung $\Delta t = k \sin \varphi$ genügt. Doch ist der so entstehende Unterschied zwischen der wirklichen Einfallsebene der Schallwellen und der beobachteten klein gegenüber der dadurch entstehenden, daß k in Schallwegläng en ausgedrückt von dem Ohrenabstand l abweicht.

Es ist vielleicht eine Vorsehung der Natur, daß für den im Leben wichtigsten Schallstärkebereich, ungefähr das Hundertfache der Hörschwelle, k im Mittelwert ziemlich gut den Wert des Ohrenabstandes von etwa 20 cm trifft. Doch sind gelegentlich die Abweichungen groß, denn es ergab sich als minimaler Wert bei geringen Schallstärken $k = 5{,}0$ cm, während als Maximalwert $k = 37$ cm erhalten wurde.

Durch welche Faktoren diese Fehlweisungen des Zeitdifferenzhörens beim Richtungshören im Raume zum Teil korrigiert werden, müssen erst spätere Untersuchungen zeigen. Zum Teil sind sie jedoch auch tatsächlich vorhanden.

Verwendet man an Stelle eines Knalles einen Dauerton, so verlieren die Richtungserscheinungen bedeutend an Bestimmtheit, ohne sich in ihrem Charakter zu ändern, solange die Wellenlänge des Tones größer ist als $2k$, $\lambda > 2k$. Bei zwei Wellenzügen gleicher Frequenz, wie sie beim Richtungshören eines Dauertones die beiden Ohren treffen, ist die gegenseitige maximale Verschiebung erreicht bei $\Delta t = \frac{\lambda}{2}$, da eine weitere Verschiebung gleichwertig ist mit einer kleineren Verschiebung entgegengesetzter Richtung, während eine Verschiebung um λ nicht als solche festgestellt werden kann, da sie in den gegenseitigen zeitlichen Verhältnissen der beiden Wellenzüge keine Veränderung bewirkt.

Ist nun $\frac{\lambda}{2} < k$, so genügt die maximal herstellbare Zeitverschiebung nicht, um das Schallbild in die Knickstellen zu verschieben, so daß nur die Bildpunkte in dem mittleren Teilen der Schallbahnen beobachtet werden können. Die Tatsache, daß bei einer Tonfrequenz, für die $\frac{\lambda}{2} = k$, gerade noch die Knickstellen erreicht werden können, wie von E. M. v. Hornbostel gezeigt wurde, ist für die Theorie des Hörens von Wichtigkeit. Denn sie zeigt, daß die Erregungswellen, die an der Vereinigungsstelle der beiden Hörbahnen sich treffen, die gleiche Periodenzahl der Schwankungen aufweisen wie der Ton. Eigentlich würde man erwarten, daß die Erregungswelle die doppelte Periodenzahl besitzt wie der Ton, so daß sich bereits bei einer Zeitverschiebung von $\frac{\lambda}{2}$ die Zustände wiederholen und die maximale seitliche Lage bei einer Verschiebung von $\Delta t = \frac{\lambda}{4}$ erreicht wird.

Denn vom Drucksinn der Haut ist bekannt, daß sich Druck und Zug nicht unterscheiden lassen wenn man dafür sorgt, daß in beiden Fällen die gleichen Nerven erregt werden. Gewöhnlich kann man sie nur dadurch trennen, daß beim Druck die unmittelbar unter der Druckstelle befindlichen Nerven erregt werden, während beim Ziehen der Haut ein größeres Gebiet jedoch weniger stark beansprucht wird.

Auch bei der elektrischen Erregung der Hautnerven empfindet man stets einen Druck und nie einen Zug gleichgültig, wie der Gleichstrom gepolt ist. Es ist somit die Erregung der Nerven beim Druck und Zug gleichartig. Aus der Theorie der Nervenerregung ist dies auch zu erwarten[1]), denn bei der Gleichartigkeit der einzelnen Nervenzellen sind wohl die Eigenschaften der halbdurchlässigen Wand auf allen Seiten der Zelle gleich, so daß eine Erhöhung der Konzentration auf der einen oder anderen Seite, worinnen sich die Zug- von der Druckwirkung unterscheidet, immer nur die gleiche Erregung geben kann.

Auch beim Richtungshören eines scharfen Knalles zeigt es sich, daß das Umpolen des einen Fernhörers keine wesentliche Änderung der Richtungserscheinungen bewirkt. Bei einigen Beobachtern konnte überhaupt kein Unterschied wahrgenommen werden, während bei anderen das Bild breiter und verschwommener wurde. Die Knickpunkte der Schallbahn konnten jedoch in beiden Fällen in gleicher Weise bestimmt werden. Beim Umpolen tritt eine Verschiebung des Mittelpunktes ein, die bei den verschiedenen Personen nach Richtung und Größe verschieden ist und wahrscheinlich zum größten Teil von der Gehörknöchelkette herrührt, die bei einem Druck und Zug vielleicht nicht ganz gleichartig funktioniert.

Die alte Annahme, daß die Hörnerven beim Schwingen der Basilarmembran während jeder Periode nur einmal gereizt werden, nämlich dann, wenn die Hörhaare gegen die Membrana tectoria stoßen, kann nicht als gesichert gelten, da die Nervenenden derart mit elastischen Zellgeweben und der sehr zähen Flüssigkeit im Ductus cochlearis umgeben sind, daß bei den Schwingungen der Basilarmembran jedenfalls Zug- und Druckwirkungen entstehen, besonders dann, wenn die Membrana tectoria mit den die Nervenenden umgebenden Zellen verwachsen sein sollten.

Wegen der Gleichartigkeit der Erregung bei Zug und Druck erreicht daher die Erregung während jeder Periode zweimal ein Maximum, so daß eine Verdoppelung der Periodenzahl eintritt. Vermieden wird diese Frequenzverdopplung wenn neben den Druckschwankungen noch ein Dauerdruck wirkt, der im Takte der Druckschwankungen verkleinert und vergößert wird. Es ist gut möglich, daß durch den Druck des Flüssigkeitswirbels der Dauerdruck entsteht, der mit dem Aufhören der Toneinwirkung auch verschwindet, so daß damit keine zurückbleibende Erregung verbunden ist.

Bei einem eingeschwungenen Ton schwingt die Basilarmembran an jeder Stelle wegen den Resonanzerscheinungen in einer anderen Phase, doch ist dies für die Richtungserscheinungen bedeutungslos, da sich von beiden Seiten nur die entsprechenden Nerven vereinigen, so daß stets gleichphasige Erregungen aufeinander wirken.

(Schluß folgt.)

1) Physik. Zeitschr. **30**, 740, 1929.

Über die Koagulation von Wolken und Nebel.

Von E. Frankenberger.

In einer vorangehenden Arbeit von Wigand und Frankenberger, „Über Beständigkeit und Koagulation von Nebel und Wolken“[1]) wurde gezeigt, welche Bedeutung eine gleichnamige elektrische Ladung der Tropfen in Wolken und Nebel für deren Beständigkeit, bzw. für die Bildung von Niederschlag hat. Es wurde berechnet und durch Messungen im Nebel bestätigt, daß eine bestimmte Ladung, deren Größe vom Strömungszustand der Luft und von der Größe der Tropfen abhängt, durch elektrostatische Abstoßung das Zusammenfließen von Tropfen und damit die Bildung von Niederschlag verhindern kann (Grenzladung). Weiter wurden die Gesetze der Koagulation kolloidaler Lösungen auf ungeladene Wolken angewendet. Es ergab sich, daß nur turbulenter Strömungszustand die Bildung ergiebiger Niederschläge bewirken kann.

In dieser Arbeit soll nun der Einfluß kleiner elektrischer Ladungen der Tropfen auf die Koagulationsgeschwindigkeit und die Bedeutung der Koagulation für das Verschwinden von Wolken untersucht werden. Weiter wird berechnet, wie schnell sich stationäre Zustände in Wolken ausbilden können.

1. Der Einfluß kleiner gleichnamiger elektrischer Tropfenladungen auf die Koagulationsgeschwindigkeit.

Tropfenladungen, die kleiner als die Grenzladung sind, können einen Teil der Zusammenstöße verhindern, weil bei manchen Zusammenstößen die vereinigende Kraft der Strömungsstruktur, deren Größe ja von der Orientierung der Stoßrichtung zur Verbindungslinie der Tropfenmittelpunkte abhängt, von der abstoßenden Kraft der Ladung kompensiert werden kann. Da alle möglichen Orientierungen gleich wahrscheinlich sind, wird für eine bestimmte kleine gleichnamige Ladung der Tropfen auch ein bestimmter Bruchteil aller Zusammenstöße unwirksam. Das Verhältnis der Anzahl der Zusammenstöße in einer ungeladenen Wolke zu der

1) A. Wigand u. E. Frankenberger, Physik. Zeitschr. **31**, 204, 1930.

Anzahl der Zusammenstöße in einer schwach geladenen Wolke ist auch das Verhältnis der Koagulationsgeschwindigkeiten, das hier untersucht werden soll.

M. v. Smoluchowski[1]) hat die Anzahl der Zusammenstöße kolloidal gelöster Teilchen berechnet. Er dachte sich das Medium, in dem sich Teilchen mit dem Radius r befinden, in Lamellen zerschnitten und zwar so, daß die Ebenen der Lamellen parallel zur Strömung und senkrecht zum maximalen Geschwindigkeitsgefälle verlaufen. Denkt man sich um den Mittelpunkt eines Teilchens eine Kugel mit dem Wirkungsradius als Halbmesser, so bildet ihre Projektion auf eine Ebene senkrecht zur Strömung den Wirkungsschnitt (Fig. 1). An

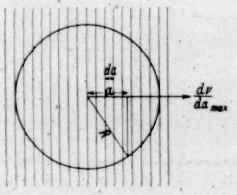


Fig. 1.

diesem Querschnitt sind die Lamellen mit den Flächen $2 \cdot \sqrt{R^2 - a^2}\, da$ beteiligt, wenn da die Dicke der Lamellen, a der Abstand der Lamellen vom Mittelpunkt des Teilchens und $R = 2r$ der Wirkungsradius ist. Bei ungeladenen Teilchen findet ein Zusammenstoß dann statt, wenn der Mittelpunkt eines anderen Teilchens den Wirkungsquerschnitt durchstößt. Die mittlere Anzahl der Teilchen, die von einer Lamelle durch den Wirkungsquerschnitt transportiert werden, ist

$$2 \cdot \sqrt{R^2 - a^2} \cdot da \cdot \frac{dv}{da} \cdot a \cdot \nu.$$

Dabei ist

$$2 \cdot \sqrt{R^2 - a^2} \cdot da$$

der zum Wirkungsquerschnitt gehörige Teil der Lamelle, $\frac{dv}{da}$ das Geschwindigkeitsgefälle der Strömung, also $\frac{dv}{da} \cdot a$ die Geschwindigkeit der Lamelle relativ zum Mittelpunkt der Kugel, also auch relativ zum Wirkungsquerschnitt und ν die Anzahl der Teilchen im cm³. Um die mittlere Zahl der pro Zeiteinheit erfolgenden Durchstoßungen des gesamten Wirkungsquerschnittes zu erhalten, muß man über alle Lamellen integrieren. Dabei teilt man am besten den kreisförmigen Wirkungsquerschnitt in zwei Halbkreise. Denn, weil der Mittelpunkt des Wirkungsquerschnittes von der Strömung mitgeführt wird, wird bei Bestehen eines Geschwindigkeitsgefälles die Strömung in der einen Hälfte vorauseilen, in der anderen zurückbleiben. Da die Wahrscheinlichkeit der Durchstoßungen für beide Hälften gleich groß ist, ergibt sich die Gesamtzahl der Durchstoßungen des ganzen Querschnittes zu

$$2 \cdot \int_{a=0}^{a=R} 2 \cdot \sqrt{R^2 - a^2} \cdot \frac{dv}{da} \cdot a \cdot \nu \cdot da = \frac{4}{3} R^3 \cdot \nu \cdot \frac{dv}{da}.$$

Bei gleichnamiger Ladung der Teilchen treten nun Kräfte auf, welche das Durchstoßen der Wirkungskugel verhindern können. In Fig. 2 ist die

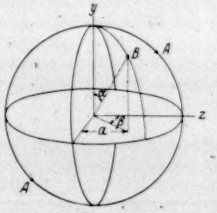


Fig. 2.

Wirkungskugel gezeichnet. Die z-Achse ist die Richtung des maximalen Geschwindigkeitsgefälles, die y-Achse die Richtung der Strömung. In der vorangehenden Arbeit[1]) wurde gezeigt, daß am Punkt A, der zu dem Lamellenabstand $a = r\sqrt{2}$ gehört, die vereinigende Kraft der Strömung ihren größten Wert hat, der von der elektrostatischen abstoßenden Kraft der Grenzladung kompensiert wird, wenn der Nebel beständig ist. Die vereinigende Kraft wurde für die zy-Ebene zu

$$6\pi\eta \frac{dv}{da} \cdot \frac{a}{2} \cdot \sqrt{4r^2 - a^2}$$

und ihr Maximalwert im Punkte A zu

$$6\pi\eta \cdot \frac{dv}{da} \cdot r^2$$

gefunden, wobei η die Viskosität der Luft ist. Ist die Ladung der Tropfen kleiner als die Grenzladung, so wird die Vereinigung erfolgen, wenn ein Teilchen den Punkt A durchstößt. Da nun aber die vereinigende Kraft bei Entfernung vom Punkt A abnimmt, weil entweder die Relativgeschwindigkeit der Teilchen oder der zentral gerichtete Anteil der Strömungskraft kleiner wird, gibt es um den Punkt A nur ein beschränktes Gebiet, in dem bei Tropfenladungen, die kleiner als die Grenzladung sind, eine Vereinigung stattfinden kann. Die allgemeine Form für die vereinigende Kraft P des Strömungsgefälles, die auftritt, wenn ein Teilchenmittelpunkt die Wir-

1) M. v. Smoluchowski, Physik. Zeitschr. **17**, 593, 1916; Zeitschr. f. phys. Chemie **92**, 129, 1918.

1) A. Wigand u. E. Frankenberger, l.c. S. 209.

kungskugel berührt, ist nämlich:

$$P = 6\pi\eta \frac{dv}{da} \cdot \frac{a}{2} \cdot \sqrt{4r^2 - \frac{a^2}{\cos^2\beta}},$$

wobei β das Azimut des Berührungspunktes B bedeutet (Fig. 2). Die Grenze des Gebietes, in dem eine Vereinigung der Teilchen stattfinden kann, ist dadurch bestimmt, daß diese Kraft P gleich der bei Berührung auftretenden abstoßenden Kraft der elektrischen Teilchenladung ist. Für die Grenzladung geht das Gebiet in den Punkt A über. Da die Strömung relativ zum Mittelpunkt sowohl nach $+z$ wie auch nach $-z$ wächst, gibt es auf der Kugel zwei Punkte A und zwei Wirkungsgebiete.

Die Anzahl der Durchstoßungen pro Zeiteinheit, welche der Koagulationsgeschwindigkeit proportional ist, erhält man, indem man auszählt, wieviel Teilchen von den Lamellen durch die Gebiete der überwiegenden vereinigenden Kraft (die Wirkungsgebiete) hindurchgeführt werden; sie ist:

$$2 \cdot \int F(a) \cdot a \cdot \nu \cdot \frac{dv}{da} \cdot da,$$

wobei $F(a)$ der Querschnitt einer Lamelle ist, der in das Wirkungsgebiet fällt. Die Integration wurde graphisch ausgeführt und zwar für die Ladungen: 0,5, 0,75 und 0,93 der Grenzladung. Dazu wurde zunächst die Grenze des Wirkungsgebietes bestimmt. Da bei halber Grenzladung die abstoßende elektrostatische Kraft nur ein Viertel der Kraft der Grenzladung ist, kann nur der vierte Teil der maximalen vereinigenden Kraft kompensiert werden. Die Gleichung der Grenze ist also bei halber Grenzladung

$$\left(6\pi\eta \frac{dv}{da}\right) \cdot \frac{a}{2} \sqrt{4r^2 - \frac{a^2}{\cos^2\beta}} = \frac{1}{4} \cdot \left(6\pi\eta \frac{dv}{da}\right) \cdot r^2;$$

entsprechend bei 0,75 der Grenzladung

$$\frac{a}{2} \cdot \sqrt{4r^2 - \frac{a^2}{\cos^2\beta}} = \frac{9}{16} r^2;$$

und bei 0,93 der Grenzladung

$$\frac{a}{2} \cdot \sqrt{4r^2 - \frac{a^2}{\cos^2\beta}} = 0{,}87\, r^2.$$

In Fig. 3 sind die nierenförmigen Gebiete die Wirkungsquerschnitte für diese drei Fälle, wenn der Halbkreis den Wirkungsquerschnitt

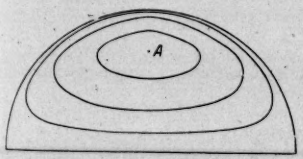


Fig. 3.

für ungeladene Teilchen darstellt. Das Verhältnis

$$x = \frac{2 \int F(a) \cdot a \cdot da}{\frac{4}{3} R^3},$$

d. i. das Verhältnis der Anzahl der Durchstoßungen des Wirkungsgebietes bei Ladung der Teilchen zu der Anzahl der Durchstoßungen ohne Ladung, wurde nun graphisch ermittelt und in Tab. I eingetragen. x ist ein Maß für die Verzögerung der Koagulationsgeschwindigkeit.

Besser noch als aus der Tab. I erkennt man aus der Fig. 4, daß erst Ladungen, welche der

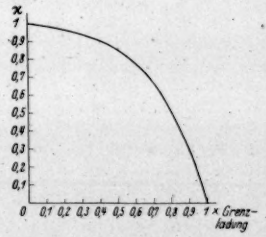


Fig. 4.

Grenzladung nahe kommen, die Koagulationsgeschwindigkeit in stärkerem Maße beeinflussen. Wolken, deren Tropfen relativ zur Grenzladung nur schwach geladen sind, werden also nahezu die gleiche Regenmenge pro sec liefern wie ungeladene Wolken. Die starke Änderung der Koagulationsgeschwindigkeit in der Nähe der Grenzladung, dem isoelektrischen Punkt, ist ja von den meisten Hydrosolen her bereits bekannt.

Tabelle I.

$x = \frac{\text{Koagul.-Geschwindigkeit}_{\text{geladen}}}{\text{Koagul.-Geschwindigkeit}_{\text{ungeladen}}}$	Ladung / Grenzladung
1	0
0,86	0,5
0,62	0,75
0,23	0,93
0	1

2. Die Bedeutung der Koagulation für das Verschwinden von Wolken.

A. Defant[1]) fand, daß die Gewichte der meisten Regentropfen zueinander im Verhältnis 1:2:4:8 usw. stehen. Die gleichen Gewichtsverhältnisse fand H. Köhler[2]) an den kleinen Tropfen von Wolken und Nebel. Es wurde des-

1) A. Defant, Met. Zeitschr. **22**, 321, 1905.
2) H. Köhler, Met. Zeitschr. **41**, 136, 1925.

halb bisher von uns angenommen, daß bei der Koagulation nur, oder doch vorwiegend gleichgroße Tropfen zusammenfließen. Wie in der Atmosphäre Kondensation und Koagulation gleichzeitig stattfinden können, ohne daß die Köhlerschen Tropfengruppen verwischt werden, ist noch völlig unklar. Es soll nun gezeigt werden, daß eine solche Koagulation gleichgroßer Tropfen wohl ergiebige Niederschläge liefern, nicht aber das völlige Verschwinden von Wolken in wenigen Stunden bewirken kann.

Nach der Theorie der Koagulation gleichgroßer Tropfen, zu der man durch die Köhlerschen Meßresultate geführt wird, hat man sich eine Wolkenpartie zunächst aus lauter gleichgroßen Primärtropfen bestehend vorzustellen. Diese Tropfen fließen dann gemäß der Smoluchowskischen[1]) Formel

$$\frac{dv_1}{dt} = 2 \cdot \frac{4}{3} R_1^3 \cdot v_1^2 \cdot \frac{dv}{da}$$

zu Sekundärtropfen zusammen, welche mit der 1,6-fachen Geschwindigkeit der Primärtropfen fallen. In der Formel bedeutet v_1 die Anzahl der Primärtropfen in der Volumeneinheit, R_1 den Wirkungsradius ($R_1 = 2r_1$) und $\frac{dv}{da}$ das Geschwindigkeitsgefälle der Luftströmung. Der Faktor 2 in der Smoluchowskischen Formel zeigt an, daß pro Zusammenstoß zwei Primärtropfen ausscheiden. Mit der Zunahme der Sekundärtropfen wächst dann gemäß der Formel

$$-\frac{dv_2}{dt} = 2 \cdot \frac{4}{3} R_2^3 \cdot v_2^2 \cdot \frac{dv}{da}$$

das Zusammenfließen der Sekundärtropfen zu Tertiärtropfen, welche dann etwa 2,5mal so schnell fallen wie die Primärtropfen. Der Index 2 bedeutet, daß die Größen der Formel für die Sekundärtropfen gelten.

Um nun die untergeordnete Bedeutung der Koagulation für das Verschwinden von Wolken zu erkennen, genügt es, die Koagulation der Primärtropfen zu Sekundärtropfen zu betrachten; denn selbst wenn wir annehmen, daß die Sekundärtropfen sofort nach ihrer Entstehung aus der Wolke herausfallen, würde doch zum Verschwinden der Wolke, selbst wenn keine Neubildung vorhanden ist, eine unwahrscheinlich lange Zeit gebraucht. Aus der Proportionalität von $\frac{dN_1}{dt}$ mit N^2 folgt unmittelbar, daß bei geringer Tropfenzahl die Koagulation nur langsam fortschreitet.

Zur Berechnung der Koagulationszeiten wollen wir die beiden Variabeln R und N durch den spezifischen Wassergehalt ausdrücken.

1) M. v. Smoluchowski, l. c.

Es ist $$-\frac{dv_1}{dt} = \frac{8}{3} R_1^3 v_1^2 \frac{dv}{da}$$ und weil $R_1 = 2r_1$ ist, $$-\frac{dv_1}{dt} = \frac{64}{3} r_1^3 v_1^2 \frac{dv}{da}.$$

Weil nun $v_1 \cdot \frac{4}{3} \pi r_1^3 = w_1$, ist

$$-\frac{dv_1}{dt} = \frac{16}{\pi} w_1 v_1 \frac{dv}{da}$$ und

weil $\frac{4}{3} \pi r_1^3 \frac{dv_1}{dt} = \frac{dw_1}{dt}$,

$$-\frac{dw_1}{dt} = \frac{16}{\pi} w_1^2 \cdot \frac{dv}{da}.$$

Während für die Beständigkeit als Grenzproblem das maximale Geschwindigkeitsgefälle $\left(\frac{dv}{da}\right)_{max}$ maßgebend ist, hängt die Koagulationsgeschwindigkeit vom mittleren Geschwindigkeitsgefälle $\frac{dv}{da}$ ab. Dies kann aus den Registrierungen von Moltchanoff[1]) entnommen werden. Eine Ausmessung der beiden am 12. April 1929 in 110 und 190 m Höhe gewonnenen Registrierungen ergibt die Mittelwerte des Geschwindigkeitsgefälles von 2,7 m/sec. Beide Male betrug die mittlere Windgeschwindigkeit etwa 10 m/sec. Obgleich auch die anderen Registrierungen Moltchanoffs bei gleichen Windstärken erhalten wurden, ist bei ihnen der Mittelwert des Geschwindigkeitsgefälles wesentlich kleiner. Die früher gemachte Annahme, daß das Geschwindigkeitsgefälle mit der Windstärke proportional sei, ist daher nicht richtig.

Da hier gezeigt werden soll, daß die Koagulation zur Auflösung von Wolken nicht hinreicht, wird mit dem für die Koagulation günstigstem Falle, nämlich mit dem größten bisher gefundenem Mittelwert des Geschwindigkeitsgefälles von 2,7 1/sec gerechnet.

Die Koagulationsgeschwindigkeit ist dann

$$\frac{dw_1}{dt} = -\frac{16}{\pi} \cdot 2{,}7 \cdot w_1^2.$$

Integriert man diese Gleichung, so erhält man für das ausgeschiedene Wasser

$$w - w_1 = 13{,}7 \cdot w \cdot w_1 T,$$

worin w der Wassergehalt der Primärtropfen zu Beginn der Koagulation, und T die Dauer des Regens ist. Wir wollen mit einem Anfangswassergehalt $w = 4$ g/m³ rechnen; denn dann würde bei einem „stationären" Regen, in welchem das aus der Wolke fallende Wasser gerade durch Kondensation ersetzt wird, der normale Niederschlag von etwa 0,7 mm pro Stunde fallen.

Auf Seite 214 der vorangehenden Arbeit[2]) wurde die mittlere Zeit, welche zum Verschwinden

1) P. Moltchanoff, Beitr. u. Phys. d. fr. Atm. 16, 152, 1930.
2) A. Wigand u. E. Frankenberger.

eines Tropfens benötigt wird, einerseits nach der Koagulationsformel von Smoluchowski für einen Wassergehalt von 8 g/m³ und andererseits aus den am Boden bei gleichförmigen Regen gemessenen stündlichen Niederschlagsmengen, der mittleren Dicke von Regenwolken und der Größe der Primärtropfen berechnet, wobei sich gute Übereinstimmung ergab. Dabei ist der Fehler unterlaufen, daß die Zahl der Zusammenstöße pro Zeiteinheit gleich der Zahl der pro sec verschwindenden Primärtropfen gesetzt wurde. In Wirklichkeit verschwinden aber pro Zusammenstoß zwei Primärtropfen. Bei einem Wassergehalt von 8 g/m³ verschwindet also ein Primärtropfen vom Radius $3 \cdot 10^{-3}$ cm nicht alle acht, sondern alle vier Minuten.

Da bei Landregen aus dem cm³ einer Wolke in der Sekunde etwa $2{,}2 \cdot 10^{-10}$ g ausfallen, verschwindet also im Mittel ein Tropfen vom Radius $3 \cdot 10^{-3}$ cm alle 520 sec, weil der Niederschlag, der in 520 sec fällt, das Volumen eines solchen Tropfen ergibt. Die Übereinstimmung mit der Smoluchowskischen Formel ist dann wieder hergestellt, wenn nicht mit dem hohen Wassergehalt von 8 g/m³, sondern mit dem plausiblen Wert von 3,6 g/m³ und nicht mit dem indirekt aus Bodenbeobachtungen gewonnenem Wert des Geschwindigkeitsgefälles von 1,5 1/sec, sondern mit dem von Moltchanoff in der freien Atmosphäre gefundenem Wert von 2,7 1/sec gerechnet wird.

Besteht nun keinerlei Neubildung, so liefert die Gleichung für $w_0 - w_1$ folgenden Wert für die Abnahme des Wassergehaltes w_1

w_1	T
0 g/m³	nach 0 Std.
3 „	„ 1,7 „
2 „	„ 5 „
1 „	„ 15 „
0,5 „	„ 35 „

Man erkennt daraus, daß nach der Theorie der Koagulation gleich großer Tropfen Wolken mit kleinem Wassergehalt nicht durch Ausregnen in wenigen Stunden verschwinden können.

Bei einem Vergleich dieses Ergebnisses mit der Erfahrung muß beachtet werden, daß man den spezifischen Wassergehalt einer Wolke nicht nur nach ihrem Aussehen beurteilen kann. Für dies ist die Beleuchtung, die Mächtigkeit der Wolke, die Anzahl und Größe der Tropfen maßgebend. Nach den Untersuchungen von Conrad und Wagner[1]) kann eine Wolke mit großen Tropfen trotz größeren Wassergehaltes durchsichtiger sein als eine Wolke mit kleinen Tröpfchen.

Es soll nun noch vom Standpunkt der Kolloidmeteorologie untersucht werden, ob bzw. wann man berechtigt ist, den in der Zeiteinheit fallenden Niederschlag als Maß für die Vertikalgeschwindigkeit aufsteigender Luft anzusehen.

Solche Rechnungen fußen auf der Vorstellung, daß die pro Zeiteinheit in der Wolke kondensierende Wassermenge gleich dem pro sec fallendem Niederschlag ist, daß also der Wassergehalt der Wolke konstant bleibt. Solch ein Zustand einer Wolke wurde in der vorigen Arbeit als „stationär" bezeichnet. Es ist dann

$$\frac{dw_1}{dt} = 0 \quad \text{und} \quad v_v \cdot Q = \frac{16}{\pi} \frac{dv}{da} \cdot w_1^2, \qquad (1)$$

denn nach dem vorigen Kapitel ist $\frac{16}{\pi} \frac{dv}{da} w_1^2$ der Niederschlag bei Bestehen eines Wassergehaltes w_1.

Die pro sec kondensierende Wassermenge wird $v_v \cdot Q$ genannt, weil sie der Vertikalgeschwindigkeit v_v der aufsteigenden Luft proportional ist. Q ist die im Kubikzentimeter bei Aufsteigen um 1 cm kondensierende Wassermenge. Sie hängt nur vom Dampfdruck am Ort der Kondensation ab. Man sieht aus der Gleichung (1), daß bei einer bestimmten Vertikalbewegung der stationäre Zustand nur bei einem bestimmten Wassergehalt möglich ist, den wir den Gleichgewichtswassergehalt w nennen wollen. Ändert sich die Vertikalbewegung, so wird der Wassergehalt der Wolke sich zunächst auch ändern, d. h. ein Teil der durch Vertikalbewegung kondensierenden Wassermenge gelangt nicht sofort als Niederschlag zum Boden. Der Fehler, den man begehen kann, wenn man die mittlere Vertikalgeschwindigkeit aufsteigender Luft aus dem mittleren Niederschlag berechnet, der in einer bestimmten Zeitspanne gefallen ist, hängt davon ab, wie groß die Einstellzeit des stationären Zustandes relativ zur Länge dieser Zeitspanne ist. Die Zeit, welche zur Herstellung des stationären Zustandes benötigt wird, soll nun berechnet werden.

Solange der stationäre Zustand nicht besteht, gilt für den Wassergehalt der Primärtropfen

$$\frac{dw_1}{dt} = v_v \cdot Q - \frac{16}{\pi} \frac{dv}{da} w_1^2, \qquad (2)$$

wenn man von dem Einfluß der Verdunstung absieht.

Durch Integration dieser Gleichung erhält man für die Zeit

$$T = \frac{1}{2A} \cdot \ln \frac{A + Bw_1}{A - Bw_1} + b,$$

wenn

$$A = \sqrt{v_v \cdot Q \frac{16}{\pi} \frac{dv}{da}}$$

und

$$B = \frac{16}{\pi} \frac{dv}{da} \quad \text{ist.}$$

Betrachten wir eine konstante Vertikalgeschwindigkeit der Luft und rechnen wir die Zeit T vom Einsatz der Kondensation ab, so wird die Kon-

[1]) V. Conrad u. A. Wagner, siehe Met. Zeitschr. **39**, 28, 1922.

stante C gleich O und damit

$$w_1 = \frac{A}{B}\frac{1-e^{-2AT}}{1+e^{-2AT}}.$$

Aus der Gleichung (1) ergibt sich aber, daß $\frac{A}{B}$ eben der Gleichgewichtswassergehalt $\bar{w}$ ist. Also ist

$$w_1 = \bar{w}\frac{1-e^{-2AT}}{1+e^{-2AT}}.$$

Betrachten wir den Wassergehalt bei Annäherung an den Gleichgewichtszustand also bei großen T, so wird

$$w_1 = \bar{w}(1-2e^{-2AT})$$

und nach Einsetzen von A

$$w_1 = \bar{w}\left(1-2e^{-2\left(v_v\cdot Q\cdot\frac{16}{\pi}\frac{dv}{da}\cdot T\right)}\right).$$

Daraus erkennen wir, daß ein stationärer Zustand möglich ist, solange Vertikalbewegung besteht und daß bei gleicher Strömungsstruktur die Zeit zur Herstellung des stationären Zustandes mit Zunahme der Vertikalgeschwindigkeit aufsteigender Luft abnimmt. Dies wird um so mehr der Fall sein, wenn die Turbulenz der Luftbewegung mit der Vertikalgeschwindigkeit zunimmt.

Die Einstellzeit eines Vorgangs, wie er durch die Gleichung (3) dargestellt wird, ist natürlich theoretisch unendlich groß. Wir können aber den stationären Vorgang als erreicht ansehen, wenn der Wassergehalt der Wolke 90 Proz. des Gleichgewichtswassergehaltes beträgt.

Es soll nun für Verhältnisse, wie sie in Aufgleitfronten vorkommen, die Dauer der Einstellzeit des stationären Zustandes berechnet werden. Dazu setzen wir in die Gleichung (3) folgende Werte ein: die Vertikalgeschwindigkeit der aufsteigenden Luft sei 10 cm/sec. Bei Bestehen der Kondensationsadiabate kondensieren dann im Kubikzentimeter etwa $2\cdot10^{-10}$ g/sec. Das mittlere Geschwindigkeitsgefälle der Strömungsstruktur betrage wieder 2,7 1/sec. Dann ergibt sich, daß 7,5 Stunden nach Einsetzen der Kondensation der Gleichgewichtswassergehalt zu 90 Proz. erreicht ist.

Bei einer Kaltluftböe mit einem Aufwind von 4 m/sec und einem mittleren Geschwindigkeitsgefälle von 4 1/sec, würden 90 Proz. des Gleichgewichtswassergehaltes nach etwa 50 Minuten erreicht sein.

Man sieht aus diesen Rechnungen, daß der Niederschlag pro Zeiteinheit den Änderungen der Vertikalgeschwindigkeit nur sehr langsam folgt. Man wird daher nur dort aus der Intensität des Regens die Vertikalgeschwindigkeit richtig berechnen, wo mehrere Stunden hindurch keine Änderungen der Vertikalbewegung eintreten. Da nun Aufgleitfronten eine lange Lebensdauer und eine große Ausdehnung haben, und weil keine schnellen Änderungen ihrer Form und damit der Vertikalgeschwindigkeit zu erwarten sind, wird sich in ihnen trotz der großen Zeit, welche bei der geringen Vertikalgeschwindigkeit zur Herstellung des Gleichgewichtes nötig ist, leichter ein stationärer Zustand bilden können, als an den aktiven Böenfronten, bei denen die starken Schwankungen der Vertikalgeschwindigkeit an der Form der Wolken und an den Schauern deutlich zu merken sind. Die Methode der Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit aufsteigender Luft aus der Niederschlagsintensität sollte daher nur bei Aufgleitfronten angewendet werden.

Herrn Prof. Wigand danke ich für seine Anregungen und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Unterstützung dieser Arbeit.

Hamburg, Meteorologische Versuchsanstalt der Deutschen Seewarte, verbunden mit dem Meteorologischen Institut der Universität, den 3. Juli 1930.

(Eingegangen 7. Juli 1930.)

Tagesereignisse.

Im September 1931 wird die „Royal Institution" in London die Hundertjahrfeier zu Ehren von Faraday's Entdeckung der elektromagnetischen Induktion begehen. Das vorläufige Programm wurde jetzt veröffentlicht und erstreckt sich über die Tage vom 21.—23. September.

Angebote.

Für die Ausarbeitung, Konstruktion, Aufstellung und Bedienung von Anzeige- und Meßinstrumenten zur Erforschung der Vorgänge bei der Detonation von Sprengstoffen und bei der Entstehung und Ausbreitung von Schlagwetter- und Kohlenstaubexplosionen und für die Auswertung der hierbei gewonnenen Ergebnisse wird ein akademisch vorgebildeter

PHYSIKER

gesucht. Es kommt nur ein vollständig gesunder Herr in Frage, der auch den gesteigerten körperlichen Anforderungen des Grubenbetriebs u. der Explosionsversuche gewachsen ist. Bewerbungen mit Lebenslauf und Lichtbild an die

Verwaltung der Versuchsgrube, Gelsenkirchen

Gesuche.

Physiker

Arbeiten vorwiegend über Wellenmechanik, erfolgreiche Tätigkeit in Industrielaboratorium nachweisbar,

sucht Stellung

Angebote unter S. H. 30 an den Verlag dieser Zeitschrift

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig